

РОЗДІЛ 3. ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛОДІОДІВ

3.1. Вольтамперні характеристики світлодіодів

У цьому розділі обговорюються електричні властивості *p-n*-переходів. Основні співвідношення приводяться без детальних викладок. Розглядаються *різкі p-n-переходи* з концентраціями донорів N_D та акцепторів N_A . Всі домішки вважаються повністю іонізованими, тобто концентрація вільних електронів $n = N_D$, а концентрація вільних дірок $p = N_A$. Припускається, що випадкові включення та дефекти *не компенсують* спеціально введені домішки.

У рівновазі в околиці *p-n*-переходу електрони з боку матеріалу *n*-типу дифундують від донорів в область *p*-типу, де вони, зустрічаючи дірки у великих концентраціях, рекомбінують з ними. Аналогічні процеси відбуваються з дірками, що дифундують в область *n*-типу. У результаті цього область в околиці *p-n*-переходу виявляється збідненою вільними носіями, тому вона так і називається — *збіднена область*.

За відсутності вільних носіїв у збідненій області єдиними зарядженими центрами у ній є іонізовані донори та акцептори. Ці легуючі домішки утворюють заряджені області, донорну — на боці *n*-типу та акцепторну - на боці *p*-типу. Така область просторового заряду формує різницю потенціалів, яка називається *контактною різницею потенціалів* V_D :

$$V_D = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}, \quad (3.1)$$

де N_A та N_D - концентрації акцепторів та донорів, n_i — власна концентрація носіїв у напівпровіднику. На зонній діаграмі (рис. 3.1) показана контактна різниця потенціалів. Це потенціальний бар'єр, який повинні здолати вільні носії струму для попадання в нейтральну область з провідністю протилежного типу.

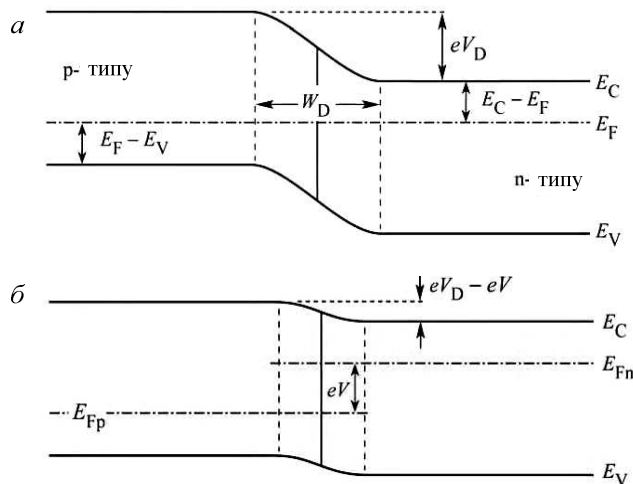


Рис. 3.1 - Стан *p-n*-переходу: а - при нульовому зміщенні, б - при прямому зміщенні. При прямому зміщенні *p-n*-переходу неосновні носії струму дифундують у нейтральні області, де рекомбінують з основними носіями

Ширина збідненої області, її заряд та контактна різниця потенціалів зв'язані рівнянням Пуассона. Знаючи контактну різницю потенціалів, можна визначити ширину збідненого шару:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e}} (V - V_D) \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right), \quad (3.2)$$

де $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$ — діелектрична проникність напівпровідника, а V - напруга на діоді.

Збіднена область має високий опір, оскільки у ній мало вільних носіїв. Зовнішня напруга у залежності від прикладеної полярності дозволяє або збільшувати, або зменшувати потенціальний бар'єр р-n-переходу. При прямому зміщенні електрони і дірки інжектуються в області з провідностями протилежних типів, що приводить до збільшення струму. Носії дифундують в області з протилежним типом провідності, де вони рекомбінують, випромінюючи фотони (у випадку випромінювальної рекомбінації).

Першим вольтамперну (I-V) характеристику р-n-переходу описав Шоклі, тому вираз для I - V - характеристики тонкого різкого р-n-переходу іноді називають *рівнянням Шоклі*. Для діода з площею поперечного перерізу A воно має вигляд

$$I = eA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) \cdot \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right), \quad (3.3)$$

де $D_{n,p}$ и $\tau_{n,p}$ - коефіцієнти дифузії та часи життя для електронів та дірок — неосновних носіїв.

При зворотному зміщенні діод входить у режим насичення за струмом. Величина струму насичення визначається коефіцієнтом, що стоїть у рівнянні Шоклі перед експоненціальною функцією. Тому вольтамперна характеристика р-n-переходу при зворотному зміщенні ($V < 0$) має наступний вигляд:

$$I = I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right), \quad I_s = eA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right). \quad (3.4)$$

При прямому зміщенні р-n-переходу напруга V на діоді звичайно набагато більше величини $k_B T / e$, тому $\left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right) \approx \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right)$. Використовуючи вираз (3.1), отримуємо рівняння Шоклі для діода при прямому зміщенні у вигляді

$$I = eA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot N_A + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot N_D \right) \cdot \exp\left(\frac{e(V - V_D)}{k_B T}\right). \quad (3.5)$$

Показник експоненціальної функції у формулі (3.5) свідчить про те, що при наближенні напруги на діоді до контактної різниці потенціалів, тобто при $V \approx V_D$, струм через перехід різко зростає. Напруга, при якій відбувається різке збільшення струму, називається *пороговою напругою*. Очевидно, що ця напруга $V_{thr} \approx V_D$.

На зонній діаграмі невідродженого р-n-переходу (див. рис. 3.1) показано, що рівень Фермі знаходиться на визначеній відстані від границь валентної зони та зони провідності. Величина різниці енергій між рівнем Фермі та границями цих зон визначається статистикою Больцмана:

$$E_C - E_F = -k_B T \ln \frac{n}{N_C} \quad \text{зона n-типу,} \quad (3.6)$$

$$E_F - E_V = -k_B T \ln \frac{n}{N_v} \quad \text{зона p-типу.} \quad (3.7)$$

Зонна діаграма показує, що наступна сума енергій дорівнює нулю:

$$eV_D - E_G + (E_F - E_V) + (E_C - E_F) = 0. \quad (3.8)$$

У легованих напівпровідниках відстань між рівнем Фермі та границями відповідних зон набагато менше ширини забороненої зони, тобто з боку області n-типу $E_C - E_F \ll E_g$, а з боку області p-типу $E_F - E_V \ll E_g$. Крім того, з виразів (3.6) та (3.7) витікає, що ці величини майже не залежать від концентрації домішок (логарифмічна залежність). Тому можна знехтувати третім та четвертим доданками у рівнянні (3.8), і для оцінки контактної різниці потенціалів (та порогової напруги) використати наступний вираз:

$$V_{thresh} \approx V_D \approx E_g / e. \quad (3.9)$$

На рис. 3.2 подані вольтамперні характеристики різних напівпровідникових матеріалів, для яких приведені значення ширини забороненої зони. Видно, що для цих матеріалів порогові напруги, що отримані з експериментальних залежностей, наближено рівні значенням E_g ,

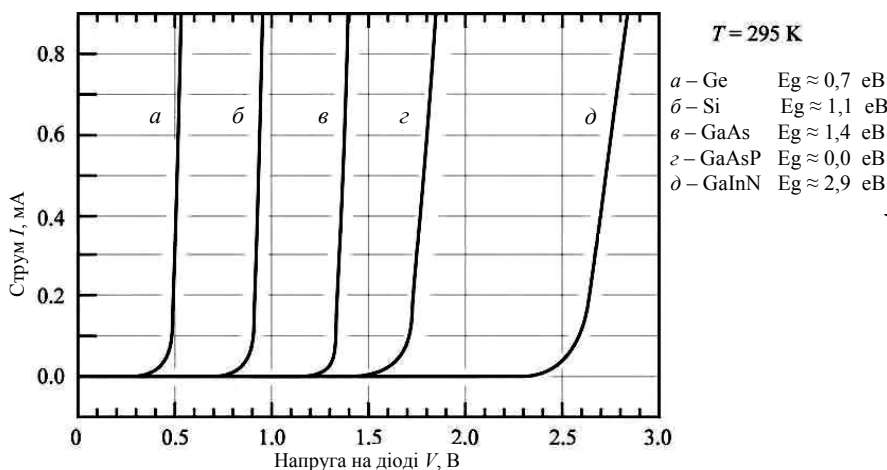


Рис. 3.2 - Вольтамперні характеристики $p-n$ -переходів різних напівпровідникових матеріалів, що отримані при кімнатній температурі

На рис. 3.3 показана залежність прямої напруги на діоді від ширини забороненої зони при струмі через діод 20 мА для світлодіодів ультрафіолетового, видимого й інфрачервоного діапазонів довжин хвиль. Пряма лінія, що побудована за рівнянням (3.9), відповідають передбаченим значенням прямої напруги. З рис. 3.3 випливає, що характеристики більшості напівпровідникових світлодіодів лежать на цій лінії. Виключення складають світлодіоди на основі нітридів III групи. Для пояснення цих відхилень мається декілька причин:

- для нітридних систем характерні флуктуації ширини забороненої зони, що може приводити до додаткових падінь напруги;
- для цих систем недостатньо відпрацьована технологія нанесення контактів, що також приводить до підвищення падіння напруги на них;
- матеріали типу GaN звичайно мають низьку провідність p-типу;
- у буферних шарах n-типу часто відбувається паразитне падіння напруги.

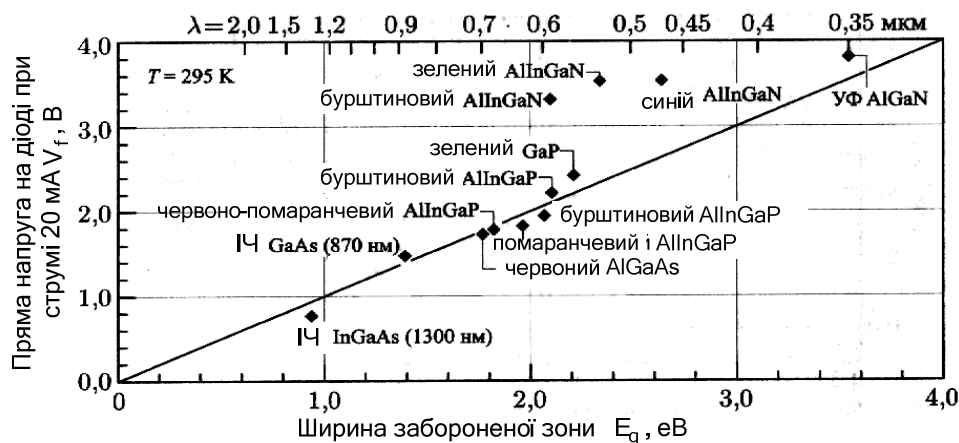


Рис. 3.3 - Типова залежність прямої напруги на діодах від ширини забороненої зони для різних типів світлодіодів (Krames, 2000; Emerson, 2002)

3.2. Відхилення від ідеальних вольтамперних характеристик

Із рівняння Шоклі витікає теоретичний вираз передбаченої вольтамперної характеристики р-п-переходу. Для опису експериментально спостережуваних характеристик використовують рівняння

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{eV}{n_{ideal}k_B T}\right), \quad (3.10)$$

де n_{ideal} — коефіцієнт неідеальності вольтамперної характеристики діода. Для ідеальних діодів він дорівнює 1. Для реальних діодів величина цього коефіцієнта лежить у діапазоні 1,1-1,5. Але для напівпровідників типу $A^{III}B^V$ на основі арсенідів та фосфідів коефіцієнт може бути рівним 2, а для GaN/GaInN-діодів n_{ideal} - 6. Більш детальний аналіз коефіцієнта неідеальності можна знайти у роботі Родрика і Уільямса (Rhoderick, Williams, 1988).

Часто діоди мають небажаний або *паразитний опір*. На рис. 3.4 показано вплив послідовних і паралельних паразитних опорів на вольтамперні характеристики (ВАХ) р-п-переходу. Послідовні опори можуть з'являтися через надто великий опір контактів або опір нейтральної області. Будь-які канали у р-п-переході, що викликані руйнуваннями його областей або дефектами на поверхні, приводять до формування паразитних паралельних опорів.

Для врахування паразитних опорів вольтамперну характеристику діода, що визначена рівнянням Шоклі, необхідно модифікувати. Вважаючи, що R_p — опір, що стоїть паралельно ідеальному діоду, а R_s — опір, що стоїть послідовно з ідеальним діодом та шунтом, вираз для вольтамперної характеристики р-п-переходу при прямому зміщенні можна записати у вигляді

$$I - \frac{(V - IR_s)}{R_p} = I_s \cdot \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{n_{ideal}k_B T}\right). \quad (3.11)$$

При $R_p \rightarrow \infty$, $R_s \rightarrow 0$ цей вираз переходить у рівняння Шоклі.

Але іноді включення світлодіода відбувається не миттєво при досягненні порогової напруги, а розтягується на деякий діапазон напруг. На рис. 3.4 б показані обидва режими включення діода, плавне включення світлодіода часто називають *передчасним включенням*. Появу струму через діод до досягнення порогової напруги пояснюється або переносом носіїв через поверхневі

стани (поверхневими струмами витоку), або наявністю глибоких домішкових рівнів в об'ємі напівпровідника.

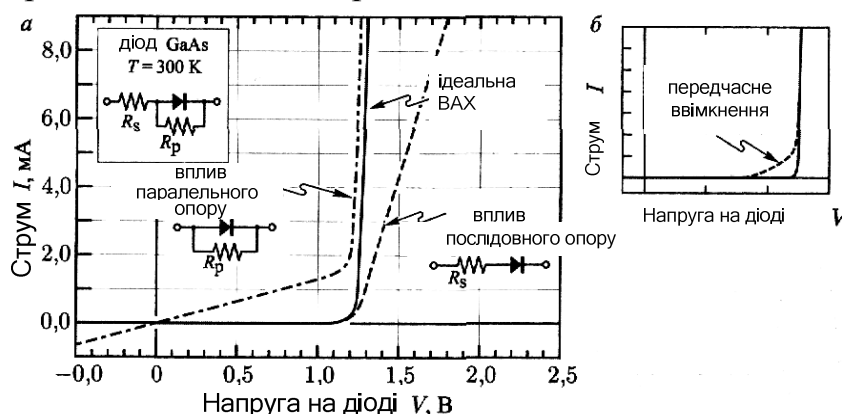


Рис. 3.4 - Вплив послідовних й паралельних паразитних опорів на ВАХ р-n-переходу (а). Вольтамперна характеристика з чітко вираженим передчасним включенням світлодіода, яке зв'язане або з дефектами всередині напівпровідника, або з поверхневими струмами витоку (б)

Конкретні причини відхилень реальних I - V -характеристик діодів від ідеальних можуть бути обумовлені як наявністю паразитних опорів (послідовних чи паралельних), так і передчасним включенням. Для їх виявлення вольтамперні характеристики зображують у лінійному та логарифмічному масштабах. На рис. 3.5 показані варіанти викривлених паразитними факторами I – V -характеристик світлодіодів. Наведені діаграми можуть допомогти читачам розібратись на практиці у проблемах, що виникають у реальних діодах.

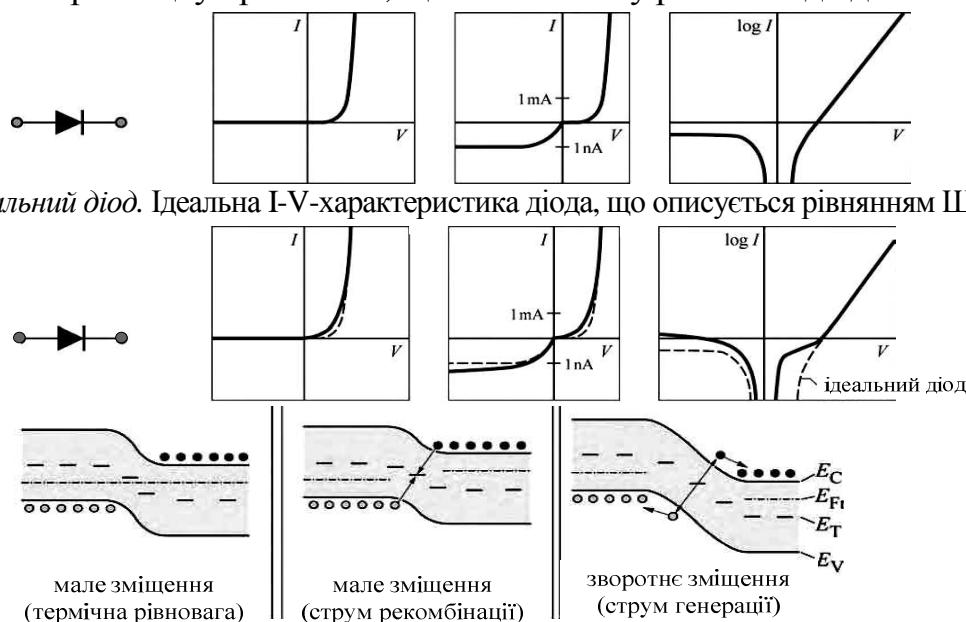


Рис. 3.5 а - Ідеальний діод. Ідеальна I - V -характеристика діода, що описується рівнянням Шоклі

Рис. 3.5 б - Процеси генерації та рекомбінації у збідненій області. У рівнянні Шоклі не враховуються акти генерації та рекомбінації носіїв, що відбуваються у збідненій області. Але у реальних діодах у цій області практично завжди існують домішкові рівні - пастки, що підвищують ймовірність рекомбінації, які приводять до появи надлишкового струму як при прямому, так і при зворотному зміщенні. У режимі прямого зміщення виникнення надлишкового струму пояснюється актами рекомбінації неосновних носіїв у збідненій області. Цей струм помітний, в основному при низьких напругах та приводить до підвищення коефіцієнта неідеальності діода у цій зоні до значення 2. При більш високих напругах домінуючим стає дифузійний струм, що приводить до зниження коефіцієнта неідеальності до 1. У режимі зворотного зміщення надлишковий струм пов'язаний з актами генерації носіїв у розглядуваній області. Під дією прикладеного електричного поля носії, що утворилися у результаті генерації, дрейфують у бік нейтрально заряджених областей. Цей струм підсилюється зі зростанням зворотної напруги, що пов'язано з одночасним розширенням збідненої області

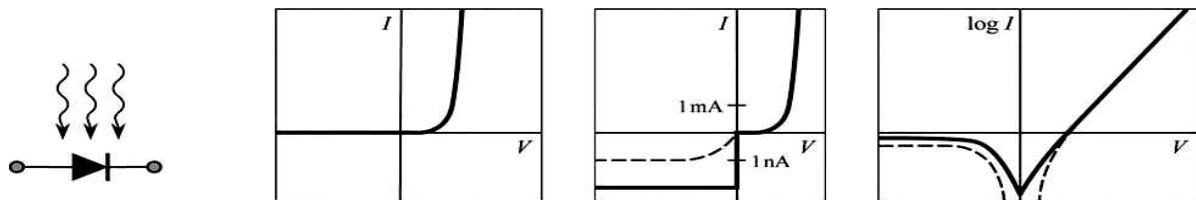


Рис. 3.5 в - *Фотострум*. При освітленні у діоді, що вміщений у прозорий корпус, буде збуджуватись фотострум. Тому всі вимірювання необхідно проводити у темноті. Якщо виключити світло або накрити установку щільною тканиною, паразитний фотострум значно знизиться. У темноті, при нульовому зміщенні, струм через світлодіод повинен бути рівним нулю. Але на практиці вимірювальна апаратура при цьому фіксує невеликий, але не нульовий струм, який наближено дорівнює 1 фА. Цей струм, як правило, не пов'язаний з діодом. Самі точні вимірювальні прилади при нульовому зміщенні та повній темноті будуть показувати струм порядку 10^{-15} А (10^{-15} А = 10^{-3} пА = 1 фА)

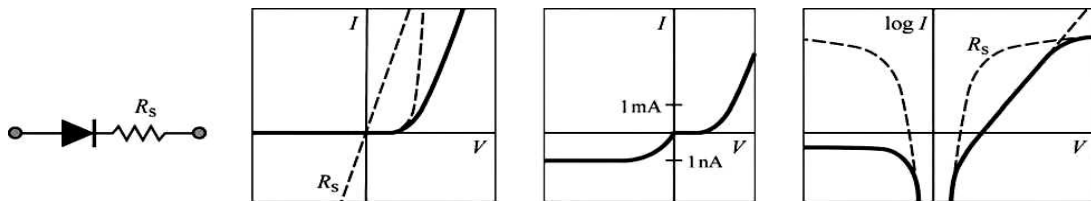


Рис. 3.5 г - *Діод з паразитним послідовним опором*. Наявність послідовного опору веде до відхилення I - V -характеристики світлодіода від ідеальної експоненти в області великих значень прямого струму. У відповідності до правила Кірхгофа значення напруги на діоді й на опорі складуються. Відмітимо, що I - V -характеристика простого резистора є лінійною при побудові графіку з лінійними шкалами і логарифмічною - при побудові в напівлогарифмічному масштабі

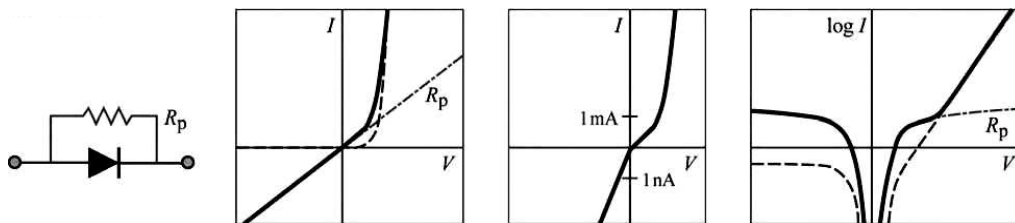


Рис. 3.5 д - *Діод з паразитним паралельним опором (шунтом)*. У відповідності до правила Кірхгофа струми через діод та опір складуються. Відмітимо, що форма викривлення характеристики при прямому зміщенні діоду, що спостерігається на графіку у напівлогарифмічному масштабі, наближено співпадає зі зворотним струмом насичення. Саме по цій особливості можна розпізнати наявність паразитного паралельного опору

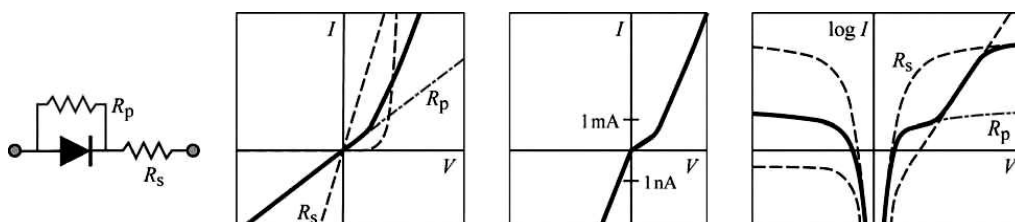


Рис. 3.5 е - *Діод з паразитними паралельним та послідовним опорами*. Наявність таких опорів призводить до викривлення I - V -характеристики світлодіода, як при малих, так і при великих струмах

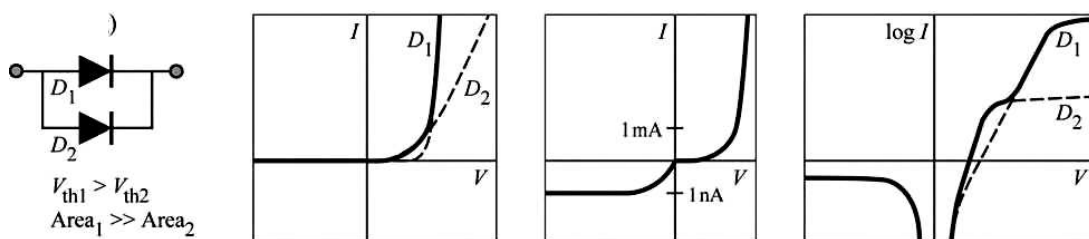


Рис. 3.5 ж - Діод з паралельним паразитним р-п-переходом меншої площі та з меншою висотою потенціального бар'єру, ніж основний перехід. Для таких діодів характерне передчасне включення, що пояснюється витоками або через поверхневі стани по периметру кристалу, або внутрішніми дефектами, які створюють всередині структури паразитні р-п-переходи з меншою, ніж у основного діода, висотою потенціального бар'єру. Відмітимо, що у цьому випадку викривлення форми I-V-характеристики світлодіода на графіку у напівлогарифмічному масштабі спостерігається при набагато більших струмах прямого зміщення, ніж рівень зворотного струму насичення. Це і є основна відмінність від випадку діода з паралельним паразитним опором

Вправа: Критичні точки на вольтамперній характеристиці світлодіода.

Вольтамперні характеристики світлодіода часто задають чотирма точками: прямою напругою 1 - V_{f1} , прямою напругою 2 - V_{f2} , прямою напругою 3 - V_{f3} та зворотним струмом насичення I_s . Вони визначаються відповідно при робочому струмі (наприклад 100 мА), невеликому прямому струмі (10 мкА), дуже низькому прямому струмі (1 мкА) та зворотній напрузі (-5 В). Ці критичні точки показані на рис. 3.6. Потрібно обґрунтувати вибір критичних точок на вольтамперних характеристиках світлодіодів (а) та визначити, який із наступних двох світлодіодів InGaN має кращі характеристики (б):

- 1) $V_{f1} = 3,2$ В, $V_{f2} = 2,5$ В, $V_{f3} = 2,3$ В, $I_s = 0,8$ мкА; 2) $V_{f1} = 3,4$ В, $V_{f2} = 2,0$ В, $V_{f3} = 1,8$ В, $I_s = 0,8$ мкА.

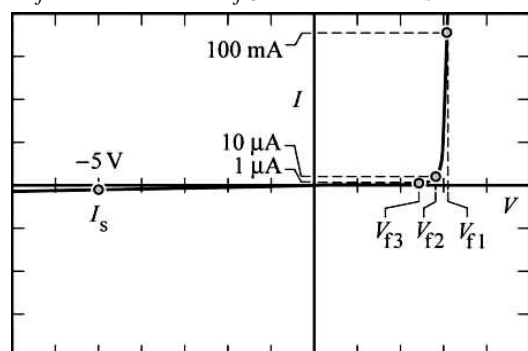


Рис. 3.6. - Критичні точки ВАХ світлодіода: пряма напруга 1, V_{f1} (виміряна при робочому струмі, наприклад 100 мА), пряма напруга 2, V_{f2} (виміряна при невеликому прямому струмі, 10 мкА), пряма напруга 3, V_{f3} (виміряна при дуже низькому прямому струмі, 1 мкА) та зворотний струм насичення, I_s (визначений при зворотній напрузі, - 5 В)

Розв'язання (а) Для світлодіодів, що випромінюють на одній і тій же піковій довжині хвилі, V/I повинно бути як можна *менше*, оскільки його високі значення вказують на великий послідовний опір. Напруга V_{f2} повинна бути як можна *більшою* і як можна ближче до V_{f1} , оскільки низька величина V_{f2} свідчить про надмірні витоки, що приводить до передчасного включення світлодіода. Такі ж міркування справедливі й для V_{f3} . Зворотний струм насичення повинен бути як можна *менше*, оскільки його високі значення вказують на наявність механізмів витоку струму (Наприклад витоку по поверхні або по об'єму, який зв'язаний з поверхневими станами, точковими

дефектами та дислокаціями в об'ємі напівпровідника). Низькі значення V_{f1} та I_s разом з високими значеннями V_{f2} та V_{f3} , як правило, відповідають світлодіодам, що мають високу надійність, (б). Перший діод має кращі характеристики, ніж другий, завдяки більш низькому послідовному опору та невеликим витокам, які приводять до передчасного включення діода.

3.3. Оцінка величини паразитних опорів діода

Паралельний опір діода можна оцінити за I - V -характеристикою у діапазоні напруг $V \ll E_g / e$, тобто поблизу початку координат. У цьому діапазоні напруг струмом через р-п-перехід можна знехтувати, а паралельний опір знайти з виразу

$$R_p = dV / dI. \quad (3.12)$$

Відмітимо, що для більшості діодів паралельний опір набагато перевищує послідовний, тому при оцінці паралельного опору немає не обхідності враховувати послідовний опір.

Послідовний опір слід оцінювати тільки при високих напругах, коли $V > E_g / e$. У цих випадках вольтамперна характеристика діода стає лінійною і тому для оцінки послідовного опору можна застосовувати співвідношення

$$R_s = dV / dI. \quad (3.13)$$

Але іноді через нагрів оцінку опорів діода слід проводити по-іншому. Для діодов з великим паралельним опором ($R_p \rightarrow \infty$) вольтамперну характеристику (3.11) можна записати у вигляді

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{n_{ideal} k_B T}\right). \quad (3.14)$$

Розв'язавши це рівняння відносно V і продиференціювавши результат по I , отримуємо вираз

$$dV / dI = R_s + \frac{n_{ideal} k_B T}{e} \cdot \frac{1}{I}, \quad (3.15)$$

де другий доданок у правій частині рівняння є диференціал опору р-п-переходу.

Помноживши це рівняння на I , можна знайти послідовний опір діода із наклону залежності функції $I dV / dI$ від I , який показано на рис. 3.7 б.

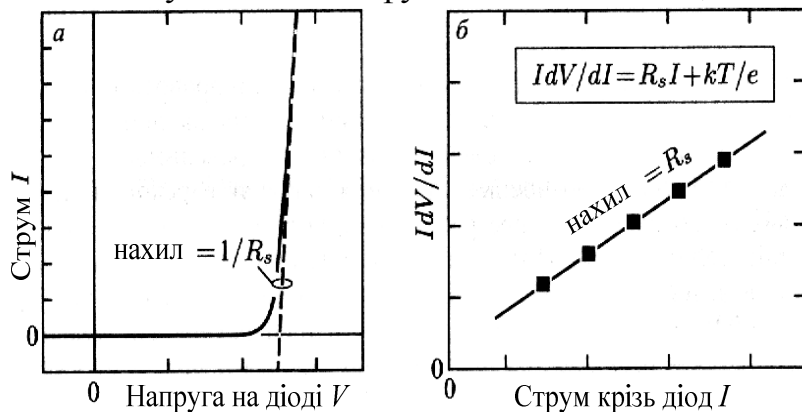


Рис. 3.7 - Метод оцінки послідовного опору діода: а - R_g визначається за тангенсом кута нахилу ВАХ світлодіода при $V > V_{th}$; б - рівняння у рамці справедливе для діода при прямому зміщенні, коли $V \gg k_B T / e$

3.4. Енергія випромінювання

Енергія фотонів, що випромінюються напівпровідником, визначається шириною його забороненої зони

$$E_g: h\nu \approx E_g. \quad (3.16)$$

В ідеальному діоді інжекція в активну область одного електрона приводить до генерації одного фотона. Із закона збереження енергії виходить, що енергія електрона при цьому повинна дорівнювати енергії фотона, тобто

$$h\nu = eV. \quad (3.17)$$

З цього виразу видно, що енергія фотона дорівнює добутку напруги, що прикладена до світлодіоду, на величину заряду електрона. Далі будуть обговорюватись явища, які здатні вплинути на співвідношення (3.17).

3.5. Розподіл носіїв у гомогенних р-п-переходах

Розподіл носіїв струму у гомогенних р-п-переходах, тобто у переходах у межах одного матеріалу, залежить від коефіцієнта дифузії носіїв. *Коефіцієнт дифузії* носіїв виміряти вельми важко. Набагато простіше експериментально визначити *рухомість носіїв*, використовуючи для цього, наприклад, ефект Хола, а коефіцієнт дифузії отримати із *співвідношення Ейнштейна*, яке для невідроджених напівпровідників має вигляд

$$D_n = \frac{k_B T}{e} \cdot \mu_n \text{ та } D_p = \frac{k_B T}{e} \cdot \mu_p. \quad (3.18)$$

Носії, інжектвані до нейтрального напівпровідника у відсутності зовнішніх електричних полів, переміщуються за рахунок дифузії. При інжектуванні носіїв в область з провідністю протилежного типу неосновні носії починають рекомбінувати випадковим чином. Середня відстань, яку пролітають неосновні носії до рекомбінації, називається *дифузійною довжиною*. Електрони, що інжектуються до області р-типу, до рекомбінації з дірками дифундують у середньому на відстань, що дорівнює дифузійній довжині L_n . Для знаходження дифузійної довжини використовують вираз

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (3.19)$$

де τ_n та τ_p - часи життя неосновних носіїв: електронів або дірок. У типових напівпровідниках дифузійна довжина дорівнює декільком мікрометрам. Наприклад, дифузійна довжина електронів у GaAs р-типу $L_n = (220 \cdot 10^{-8})^{1/2} \approx 15$ мкм.

Отже, неосновні носії поширюються на відстань порядку декількох мікрометрів.

На рис. 3.8 а та б показано розподіл носіїв у р-п-переході в умовах нульового та прямого зміщення. Видно, що неосновні носії здатні дифундувати на вельми великі відстані. Крім того, чим далі неосновні носії проникають у сусідні області, тим сильніше знижується їх концентрація. Отже, акти рекомбінації відбуваються у достатньо широкій області, для якої характерна сильна зміна концентрації неосновних носіїв. Далі буде показано,

що розширення області рекомбінації у гомогенних переходах негативно впливає на ефективність випромінювання.

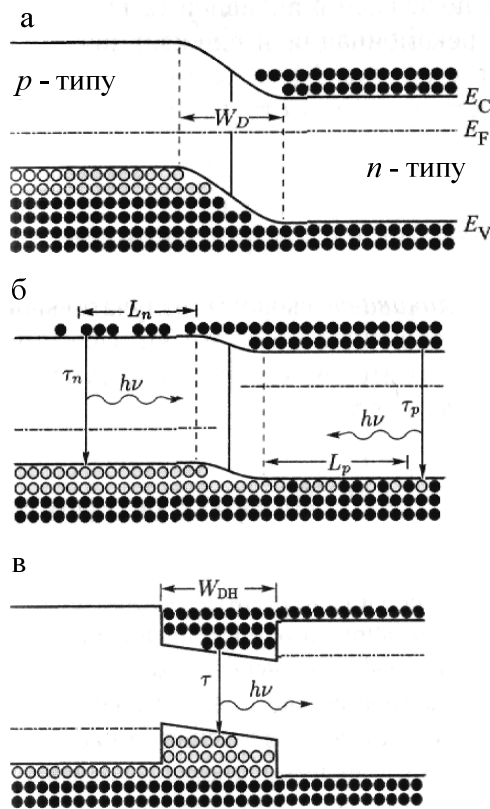


Рис.3.8 - Розподіл носіїв у р-п-переході в умовах нульового (а) та прямого (б) зміщення, р-п-гетероперехід при прямому зміщенні (в). У гомогенних переходах носії до рекомбінації пролітають у середньому відстані, що дорівнюють дифузійним довжинам L_n або L_p . У гетеропереходах носії знаходяться між двома бар'єрними шарами

3.6. Розподіл носіїв в р-п-гетеропереходах

Всі сучасні світлодіоди розробляються на основі гетеропереходів. Пристрої на гетеропереходах складаються з напівпровідників двох типів: з вузькою забороненою зоною для створення активної області та з широкою забороненою зоною для формування бар'єрних шарів. Якщо до складу структури входять два бар'єрних шари, вона називається подвійною гетероструктурою (часто використовують скорочення ДГС або DH).

На рис. 3.8 в показано вплив гетеропереходів на розподіл носіїв. У подвійних гетероструктурах бар'єрні шари обмежують інжектовані носії в активній області. Тому величина області рекомбінації визначається не дифузійною довжиною, а товщиною активного шару. Це дуже суттєва зміна. Припустимо, що товщина активної області набагато менше типової дифузійної довжини. Значення дифузійних довжин зазвичай лежать у діапазоні 1-20 мкм, а розміри активної області у подвійних гетероструктурах складають 0,01-1,0 мкм. Це означає, що концентрація носіїв в активній області подвійних гетероструктур набагато перевищує їх концентрацію у гомогенних переходах, де носії розподілені в інтервалі декількох дифузійних довжин. Із рівняння для швидкості бімолекулярної випромінювальної рекомбінації

$$R = B \cdot n \cdot p \quad (3.20)$$

витікає, що висока концентрація носіїв в активній області збільшує швидкість випромінювальної рекомбінації та знижує рекомбінаційний час життя. Тому

всі високоефективні світлодіоди будуються на основі подвійних гетероструктур або структур з квантовими ямами.

3.7. Вплив гетеропереходів на опір пристроїв

Застосування гетероструктур дозволяє покращити ефективність світлодіодів - це відбувається за рахунок обмеження носіїв в активній області, що дозволяє вилучити дифузію неосновних носіїв на великі відстані. Для направлення світла до хвилеводу часто застосовують світлодіоди з торцевим виводом випромінювання, також, як правило, на основі гетероструктур. До складу більшості сучасних напівпровідникових світлодіодів та лазерів входять декілька гетеропереходів: між контактними шарами, активними областями та хвилеводами. Незважаючи на те, що гетероструктури дозволяють покращити характеристики світлодіодів, їх застосування пов'язано з рядом проблем.

Однією з них є опір перехідних областей. Рис. 3.9 показує зонну діаграму гетероструктури та ілюструє природу цього опору.

Гетероструктура частіше всього складається з двох напівпровідників з забороненими зонами різної ширини. Припускається, що обидві частини структури мають провідність n-типу. Носії з широкозонного матеріалу дифундують до вузькозонного матеріалу, де в зоні провідності займають рівні з низькими значеннями енергії. У результаті переносу електронів утворюється електростатичний диполь, що складається із позитивно зарядженого збідненого шару з іонізованими донорами у широкозонному напівпровіднику та негативно зарядженого шару електронів, які накоплені у вузькозонному напівпровіднику, що приводить до викривлення енергетичних зон та формуванню бар'єру, який показано на рис. 3.9 а.

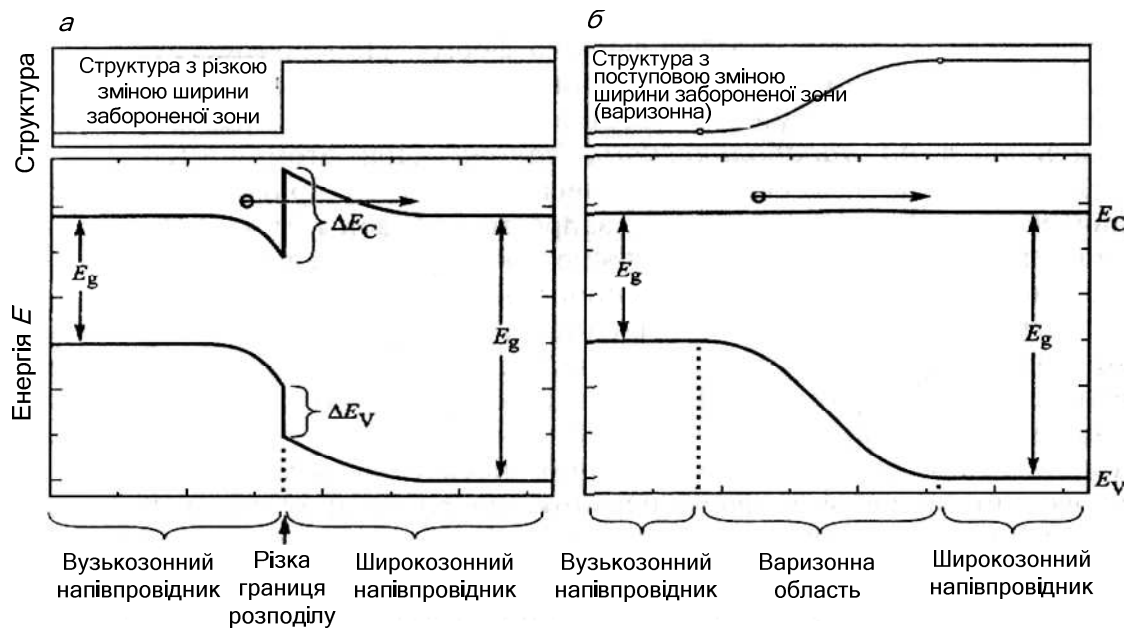


Рис. 3.9 - Зонна діаграма різкого гетеропереходу (а) та варізонного гетеропереходу (б) між двома напівпровідниками з забороненими зонами різної ширини. Різкий перехід має більший опір, ніж плавний, що пов'язано з формуванням у ньому потенціального бар'єру (Schubert, 1992)

Зарядам, що переміщуються з одного матеріалу до іншого, приходится долати цей бар'єр за рахунок або тунельного ефекту, або теплової енергії. Опір перехідних областей негативно відбивається на характеристиках діодів, особливо потужних світлодіодів. Теплова потужність, яка виділяється на опорі гетеропереходів, веде до нагріву активної області, що знижує квантовий вихід випромінювання. Було доказано, що плавною зміною хімічного складу напівпровідника поблизу гетеропереходу вдається повністю усунути стрибки в енергетичних зонах гетероструктури (Schubert, 1992). На рис. 3.9 б показана зонна діаграма структури з поступовою зміною ширини забороненої зони. Видно, що у зоні провідності структури відсутні потенціальні бар'єри, які перешкоджають проходженню електронів. Було також доведено, що опір гетероструктури з параболічною зміною ширини забороненої зони порівняний з об'ємним опором матеріалу. Таким чином, додатковий опір, що вноситься різким гетеропереходом, може бути повністю компенсований зміною складу напівпровідника поблизу самого переходу за параболічним законом. Ширина забороненої зони повинна змінюватись за параболою також із наступної причини. У широкозонному напівпровіднику внаслідок міграції електронів до вузькозонного напівпровідника спостерігається нехватка вільних носіїв, тому концентрація зарядів у ньому визначається концентрацією донорів. Вважаючи, що концентрація донорів N_D постійна по всій гетероструктурі, із рівняння Пуассона можна знайти величину електростатичного потенціалу:

$$\Phi = \frac{eN_D}{2\varepsilon} \cdot x^2. \quad (3.21)$$

Із рівняння видно, що потенціал пов'язаний з просторовою координатою x *квадратичною залежністю*, тобто залежність потенціалу від відстані має параболічну форму. Для компенсації параболічної залежності та отримання *однакового потенціалу* вздовж всієї структури хімічний склад напівпровідника *також повинен змінюватись за параболічним законом*. При цьому вважається, що параболічні зміни хімічного складу приведуть до параболічної зміни ширини забороненої зони, тобто між ними існує лінійний зв'язок і можна знехтувати квадратичним членом залежно від ширини забороненої зони від складу.

Виведемо розрахункове співвідношення для отримання потрібних варіантів гетероструктур. Припустимо, що розрив зони провідності, який викликано різким гетеропереходом, дорівнює AE_C та що структура рівномірно легована донорними домішками з концентрацією N_D . Також вважатимемо, що міграція носіїв до вузькозонного напівпровідника привела до формування збідненої області товщиною W_p у широкозонному напівпровіднику. Якщо потенціал у збідненій області стає рівним $\Delta E_c / e$, електрони перестають переміщуватись до вузькозонного матеріалу. Із рівняння (3.21) можна знайти товщину збідненої області:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon \cdot \Delta E_c}{e^2 \cdot N_D}}. \quad (3.22)$$

Отже, для мінімізації опору, що вноситься різким гетеропереходом, у перехідній області товщиною W_D необхідно плавно змінювати степінь легування напівпровідника для отримання плавного гетеропереходу. Хоча вираз (3.22) дозволяє отримати тільки наближену величину W_D , воно дуже корисне при проектуванні випромінюючих пристроїв. Для більш точних розрахунків можна застосувати метод послідовних наближень. Наприклад, можна врахувати зміну потенціалу у вузькозонному напівпровіднику із-за виникнення шару накопичення електронів. Існує декілька програмних пакетів, які дозволяють розраховувати напівпровідникові гетероструктури числовими методами. Один з них - Atlas, який розроблений фірмою Сільвако.

Формування градієнтних переходів використовується у багатьох гетероструктурах. Рис. 3.10 показує вплив таких переходів на поведінку подвійної гетероструктури.

На рис. 3.10 а зображені зонна діаграма та діаграма зміни хімічного складу структури з різкими переходами. Видно, що на обох границях розділу між напівпровідниками двох типів виникли потенціальні бар'єри, які перешкоджають попаданню вільних зарядів в активну область.

На рис. 3.10 б наведені аналогічні діаграми для подвійної гетероструктури з градієнтними переходами. Із зонної діаграми витікає, що у цьому випадку потенціальні бар'єри значно зменшились. Невеликі збурення, що спостерігаються на межі двох напівпровідників, пояснюються тим, що хімічний склад перехідної області змінився лінійно. У випадку параболічної зміни складу від цих збурень часто вдається повністю позбавитись.

Вправа. *Проектування градієнтних гетеропереходів.*

Вважаємо, що розрив зони провідності гетероструктури AlGaAs/GaAs дорівнює $\Delta E_C = 300$ меВ і що структура рівномірно легована донорною домішкою з концентрацією $N_D = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Потрібно знайти товщину перехідного шару, в якому треба змінювати хімічний склад напівпровідника для формування градієнтного гетеропереходу, що має мінімальний опір.

Розв'язання. Із рівняння (3.22) знайдемо товщину збідненого шару $W_D = 30$ нм. Отже, для зниження перехідного опору необхідно формувати плавний гетероперехід на протязі 30 нм. Рис. 3.9 б показує, що область плавного гетеропереходу повинна складатись із двох параболічних областей.

У загальному випадку вважається, що перенесення носіїв у гетероструктурах відбувається *адіабатично*, тобто такий процес всередині напівпровідника не супроводжується виділенням надлишкового тепла. Для потужних світлодіодів ця умова практично повністю виконується, що дуже важливо, оскільки підвищення робочої температури може привести до погіршення робочих характеристик.

Слід також відзначити, що для всіх гетероструктур бажано підбирати матеріали з однаковими параметрами кристалічної решітки, оскільки виконання цієї умови дозволяє зменшити густину дислокацій невідповідності, які відіграють роль центрів безвипромінювальної рекомбінації.

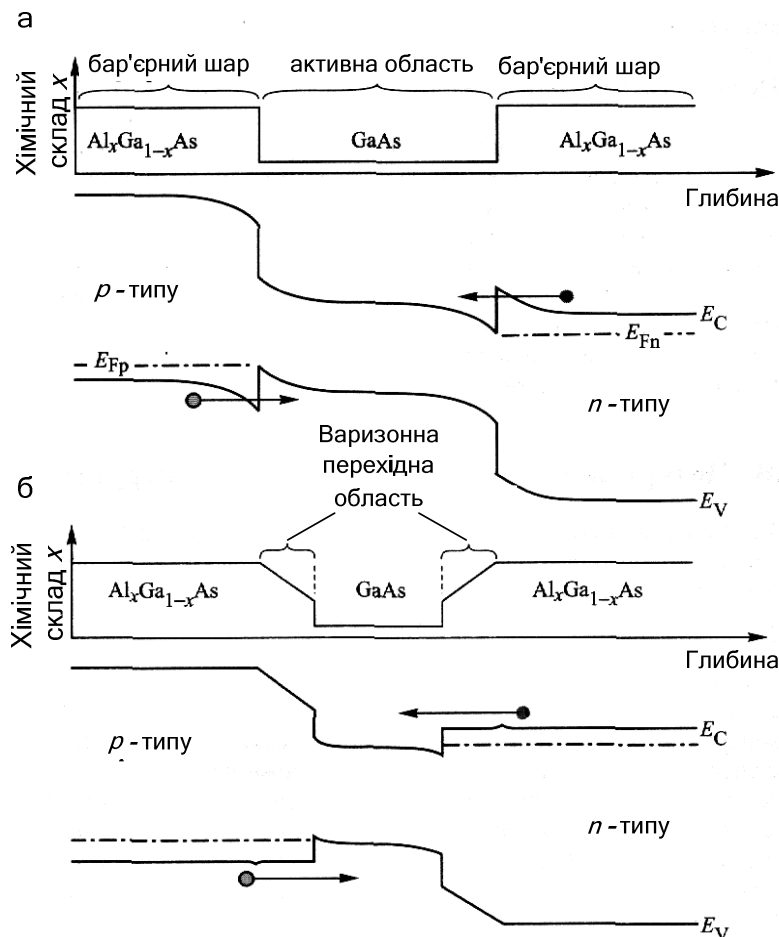


Рис. 3.10 - Зонна діаграма подвійної гетероструктури з різкими переходами (а) та градієнтними переходами (б). Різкі переходи мають більший опір, ніж плавні, що пов'язано з формуванням у них потенціальних бар'єрів

3.8. Втрати носіїв у подвійних гетероструктурах

В ідеальному світлодіоді бар'єрні шари не дають інжектованим носіям можливості залишати активну область. Це дозволяє добиватись високої концентрації носіїв у цій області, що веде до підвищення ефективності випромінювальної рекомбінації.

Енергія бар'єрних шарів звичайно складає $\sim 10^2$ меВ, що набагато більше величини $k_B T$. Тим не менше, деяким носіям вдається здолати цей потенціальний бар'єр та залишити активну область. Концентрація таких носіїв у бар'єрних шарах дуже низька, тому квантовий вихід випромінювання цих шарів теж невисокий.

Розподіл вільних носіїв в активній області піддається статистиці Фермі-Дірака, з якої виходить, що деяка частина носіїв має енергію, що перевищує висоту потенціального бар'єру. На рис. 3.11. показано, що якраз ця частина носіїв переходить до бар'єрного шару з активної області.

Розглянемо поведінку електронів в активній області подвійної гетероструктури. При цьому будемо вважати, що область обмежена шарами з висотою потенціального бар'єру ΔE_c (див. рис. 3.11). Розподіл енергії носіїв визначається статистикою Фермі-Дірака, тому енергія визначеної частини носіїв, що знаходяться в активній області, перевищує величину цього бар'єру. Концентрація носіїв, що мають таку енергію, задається співвідношенням

$$n_B = \int_{E_B}^{\infty} \rho_{DOS} \cdot f_{FD}(E) dE, \quad (3.23)$$

де f_{FD} - функція розподілу Фермі-Дірака, E_B — висота потенціального бар'єру.

Для об'ємної густини станів концентрація носіїв з енергією більше E_B визначається виразом

$$n_B = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \int_{E_B}^{\infty} dE \frac{\sqrt{E - E_c}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T}\right)}. \quad (3.24)$$

Оскільки нас цікавлять носії з енергіями, що перевищують енергію Фермі, розподіл Фермі-Дірака можна замінити розподілом Больцмана

$$n_B = N_c \cdot \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T}\right), \quad (3.25)$$

де N_c - ефективна густина станів в активній області. Рівняння (3.25) визначає концентрацію вільних носіїв на межі розділу активна область - бар'єрний шар. Неосновні носії, що знаходяться на краю бар'єрних шарів, переміщуються за рахунок дифузії в їх глибину. Дифузійний процес визначається початковою концентрацією n_B та дифузійною довжиною електронів L_n . Вважаючи початком координат $x=0$ край бар'єрного шару, розподіл носіїв можна описати виразом

$$n_B(x) = n_B(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) = N_c \cdot \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), \quad (3.26)$$

де $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ - дифузійна довжина, τ_n - час життя неосновних носіїв, D_n - коефіцієнт дифузії, який отримано із співвідношення Ейнштейна $D_n = \mu_n k_B T / e$ (μ_n - рухомість носіїв).

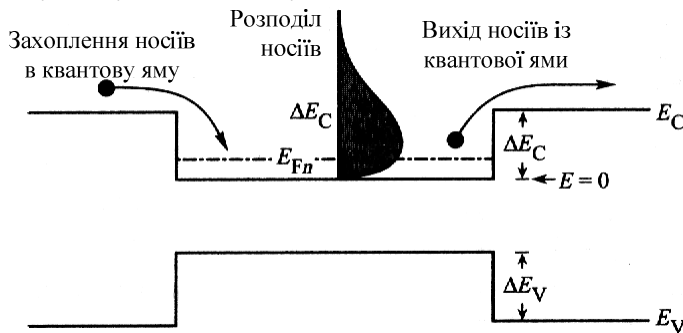


Рис. 3.11 - Процеси міграції носіїв у подвійних гетероструктурах і розподіл носіїв в активній області

Густина дифузійного струму електронів, що тече через бар'єрний шар, знаходиться з градієнта концентрації носіїв при $x=0$, тобто:

$$J_n|_{x=0} = -e D_n \cdot \frac{dn_B(x)}{dx} \Big|_{x=0} = -e D_n \cdot \frac{n_B(0)}{L_n}. \quad (3.27)$$

Струм витоку визначається концентрацією носіїв на краю бар'єрного шару. Тому для його зниження необхідно підвищувати потенціальний бар'єр цього шару. Очевидно, що для ефективного обмеження носіїв в

активній області висота бар'єра повинна бути набагато більше величини $k_B T$. Деякі системи матеріалів, наприклад AlGaIn/GaN та AlGaAs/GaAs, мають відносно великої висоти бар'єр і, отже, низькі струми витоку електронів з активної області. Інші системи - такі, як AlInGaP/AlInGaP, що випромінюють світло у діапазоні довжин хвиль 600-650 нм, мають низькі потенціальні бар'єри та вельми великі струми витоку через ці бар'єри.

Відмітимо, що зі зростанням температури виток електронів збільшується

за експоненціальним законом. Тому підвищення температури веде до падіння квантового виходу випромінювання світлодіодів. Для зниження температурної залежності інтенсивності випромінювання необхідно проектувати світлодіоди, які мають велику висоту потенціальних бар'єрів у шарах, що обмежують активну область. Але крім струмів витоку існують і інші явища, які знижують квантовий вихід випромінювання світлодіодів при високих температурах. До таких явищ відноситься, наприклад, безвипромінювальна рекомбінація Шоклі-Ріда.

Вправа. *Визначення струму витоку через потенціальний бар'єр.*

Концентрація електронів в активній області структури GaAs дорівнює $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Потрібно визначити густину струму витоку носіїв із активної області у шари, що мають потенціальні бар'єри 200 меВ та 300 меВ. Рухомість електронів вважати рівною $2000 \text{ см}^2/\text{В}$, а час життя неосновних носіїв 5 нс. Порівняти отримані значення струму витоку з типовими значеннями інжекційного струму світлодіодів, що лежать у діапазоні 0,1-10 кА/см².

Розв'язання. Рівень Фермі в GaAs при густині носіїв $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ лежить на відстані 77 меВ від краю зони провідності. Вважаючи, що ефективні густини станів у бар'єрних шарах та активній області рівні, знаходимо концентрації носіїв на краях бар'єрних шарів з потенціальними бар'єрами 200 меВ і 300 меВ: $3,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ та $8,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Коефіцієнт дифузії зі співвідношення Ейнштейна дорівнює $D_n = 51,7 \text{ см}^2/\text{с}$. Дифузійна довжина визначається як $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2} = 5,1 \text{ мкм}$. Струми витоку, що обчислені за виразом (3.27), дорівнюють 63 кА/см² для бар'єру у 200 меВ та 1,3 кА/см² для 300 меВ. Із порівняння отриманих даних з типовими значеннями густин струмів діода виходить, що струми витоку можуть приводити до великих втрат у системах з малою висотою бар'єрних шарів.

У всіх розмірковуваннях цього розділу ми вважали, що електрони дифундують в область р-типу, і нехтували будь-яким їх дрейфом в електричному полі. Але якщо область р-типу має суттєвий питомий опір, необхідно враховувати дрейф електронів, оскільки він приводить до збільшення струму. Більше того, на практиці потрібно враховувати і вплив електричних контактів. При високій швидкості поверхневої рекомбінації на межі контакт-напівпровідник концентрація носіїв на ній може вважатись рівною нулю. У роботі Ебелінга (Ebeling, 1993) наведена методика розрахунку струму витоку з урахуванням цих ефектів. Якщо

відстань між контактом та межею активна область — бар'єрний шар дорівнює x_p , величина струму витоку визначається виразом

$$J_n = -eD_n \cdot n_B(0) \cdot \left(\sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{L_{nf}^2}} \cdot \text{cth} \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{L_{nf}^2}} \cdot x_p + \frac{1}{L_{nf}} \right), \quad (3.28)$$

де

$$L_{nf} = \frac{k_B T}{e} \cdot \frac{\sigma_p}{J_{tot}}. \quad (3.29)$$

Тут σ_p — провідність бар'єрного шару р-типу, J_{tot} — густина загального струму через діод.

3.9. Надлишкова концентрація носіїв в активній області подвійних гетероструктур

Другим джерелом втрат квантового виходу випромінювання в подвійних гетероструктурах є *надлишкова концентрація носіїв* в активній області, що реалізується при високих густинах інжекційного струму. При збільшенні струму інжекції відбувається зростання концентрації носіїв в активній області і підйом рівня Фермі. При достатньо високих густинах струму положення рівня Фермі досягає верхнього краю потенціального бар'єру. При цьому активна область вся заповнюється носіями і подальше збільшення густини інжекційного струму не приводить до зростання концентрації носіїв у ній. У результаті цього інтенсивність випромінювання виходить на насичення. Навіть при вельми високих потенціальних бар'єрах сильне підвищення густини струму інжекції викликає заповнення активної області носіями заряду. У таких випадках витоками носіїв у бар'єрні шари при малих густинах інжекційного струму можна знехтувати.

Розглянемо світлодіод на основі подвійної гетероструктури з товщиною активної області W_{DH} (рис. 3.12).

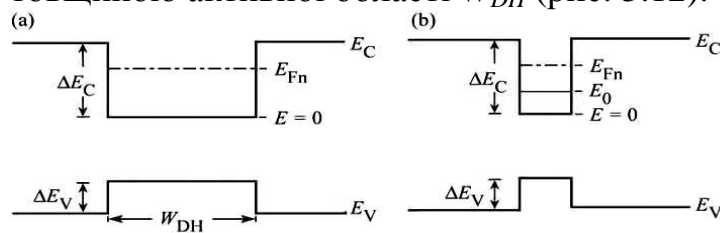


Рис. 3.12 - Рівень Фермі (E_{Fn}) і рівень розмірного квантування (E_0) у подвійній гетероструктурі (а) й у структурі з квантовою ямою (б)

Рівняння швидкостей входу носіїв в активну область (за рахунок інжекції) та їх вилучення з цієї області (за рахунок рекомбінації) визначається виразом

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{e \cdot W_{DH}} - B \cdot n \cdot p, \quad (3.30)$$

де B — коефіцієнт бімолекулярної рекомбінації. При високих густинах струму інжекції $n = p$. Розв'язуючи рівняння (3.30) відносно n для стаціонарних умов ($dn/dt = 0$), отримуємо вираз

$$n = \sqrt{\frac{J}{e \cdot B \cdot W_{DH}}}. \quad (3.31)$$

Зі зростанням струму інжекції густина носіїв збільшується. У результаті цього зростає енергія Фермі. В умовах високих густин носіїв для рівня Фермі можна записати наступний наближений вираз:

$$\frac{E_F - E_c}{k_B T} = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{n}{N_c} \right)^{2/3}. \quad (3.32)$$

При високих рівнях інжекції положення рівня Фермі може досягти величини потенціального бар'єру, в цій точці $E_F - E_c = \Delta E_c$. Використовуючи це значення, із рівнянь (3.31) та (3.32) можна знайти густину струму, при якій відбувається заповнення активної області носіями зарядів:

$$J = \left(\frac{4N_c}{3\sqrt{\pi}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\Delta E_c}{k_B T} \right)^3 \cdot e \cdot B \cdot W_{DH}. \quad (3.33)$$

Що переповниться спочатку - зона провідності або валентна зона квантової ями залежить від ефективної густини станів (N_c, N_v) і від розривів зон ($\Delta E_c, \Delta E_v$).

Проблема надлишкової концентрації носіїв найбільш гостро стоїть у структурах з малим об'ємом активної області, особливо у структурах з одною квантовою ямою та з активною областю типу квантових точок. При визначеній густині струму активна область заповнюється носіями, та подальша їх інжекція не приводить до збільшення інтенсивності випромінювання.

На рис. 3.13 показані експериментально одержані залежності інтенсивності випромінювання від струму для структур світлодіодів з однією, чотирма, шістьма і вісьмома квантовими ямами (Hunt et al., 1992).

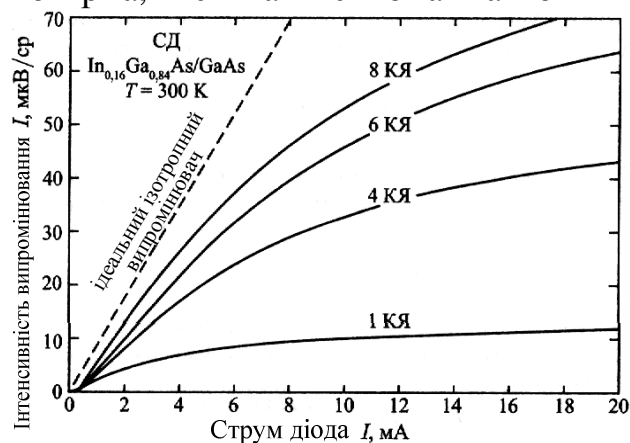


Рис. 3.13 - Інтенсивність випромінювання світлодіодів $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{GaAs}$ з активною областю, що складається з однієї, чотирьох, шести та восьми квантових ям (КЯ) та теоретично розрахована інтенсивність ідеального ізотропного випромінювача (штрихова лінія) (Hunt, 1992)

Видно, що інтенсивність випромінювання у структурі з одною квантовою ямою виходить на насичення при вельми низькому струмі. Збільшення кількості квантових ям приводить до зростання струму, при якому відбувається вихід на насичення. При цьому також збільшується рівень насичення інтенсивності. Показане на рис. 3.13 насичення інтенсивності випромінювання напряму зв'язано з надлишком носіїв в активній області світлодіода.

Рівень струму, при якому відбувається насичення активної області носіями, для структур з квантовими ямами і об'ємних структур, розраховується по-різному. Для структур з квантовими ямами, як правило, використовують не

тривимірну (3D) густину станів, а двовимірну (2D). Рівень Фермі у квантовій ямі з одним квантовим рівнем з енергією E_0 визначається з наступного виразу:

$$\frac{E_F - E_0}{k_B T} = \ln \left[\exp \left(\frac{n^{2D}}{N_c^{2D}} \right) - 1 \right], \quad (3.34)$$

де n^{2D} - двовимірний (2D) густина носіїв на 1 см^2 , а N_c^{2D} - ефективна двовимірний (2D) густина станів, що задається рівнянням

$$N_c^{2D} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \cdot k_B T. \quad (3.35)$$

Оскільки розглядаються високі густини носіїв, можна застосувати наближення для напівпровідників з високим ступенем виродження, тоді

$$E_F - E_0 = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} \cdot n^{2D}. \quad (3.36)$$

Тепер запишемо рівняння для швидкості зміни концентрації носіїв у квантовій ямі за рахунок їх інжекції в активну область та вилучення (внаслідок рекомбінації) з активної області:

$$\frac{dn^{2D}}{dt} = \frac{J}{e} - B^{2D} \cdot n^{2D} \cdot p^{2D}. \quad (3.37)$$

де $B^{2D} \approx B/W_{QW}$ — коефіцієнт бімолекулярної рекомбінації у 2D-структурі.

При високих густинах інжекційного струму: $n^{2D} = p^{2D}$. Розв'язуючи рівняння (3.37) відносно n^{2D} для стаціонарного випадку ($dn^{2D}/dt = 0$), отримаємо

$$n^{2D} = \sqrt{\frac{J}{e B^{2D}}} = \sqrt{\frac{J \cdot W_{QW}}{e B}}. \quad (3.38)$$

При високому рівні інжекції положення рівня Фермі стає рівним максимальній енергії бар'єрного шару, для якої справедливе співвідношення $E_F - E_0 = \Delta E_c - E_0$. Підставивши цей вираз у рівняння (3.36) та виключивши n^{2D} із рівнянь (3.36) та (3.38), можна знайти густину струму, при якій відбувається повне заповнення активної області носіями зарядів:

$$J = \left(\frac{m^*}{\pi \hbar^2} \cdot (\Delta E_c - E_0) \right)^2 \cdot \left(\frac{\Delta E_c}{k_B T} \right)^3 \cdot \frac{e \cdot B}{W_{QW}}. \quad (3.39)$$

Із сказаного виходить, що переповнення активної області носіями заряду є небажаним явищем у подвійних гетероструктурах і у структурах з квантовими ямами. Тому потужні світлодіоди повинні мати або *велику товщину* активної області у подвійних гетероструктурах, або *велику кількість квантових ям* в активній області, або *велику площу контактних площадок*, через які здійснюється інжекція носіїв. Врахування цих параметрів при розробці світлодіодів дозволяє уникнути переповнення активної області при заданій робочій густині струму.

Вправа. *Визначення струму, при якому відбувається повне заповнення носіями заряду активної області подвійної гетероструктури.*

Розглядається поведінка електронів у подвійній гетероструктурі GaAs з висотою потенціального бар'єру $\Delta E_c = 200 \text{ меВ}$ та товщиною

активної області $W_{DH} = 500$ А. Потрібно розрахувати рівень струму, при якому відбудеться заповнення квантової ями.

Розв'язання. При $N_c = 4,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $B = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, із рівняння (3.33) знаходимо шукану густину струму $J_{tot} = 3990 \text{ А/см}^2$.

3.10. Обмежуючі шари

Носії зарядів завжди прагнуть перескочити з активної області світлодіода до шарів, що межують з нею. У подвійних гетероструктурах кількість носіїв, що "збігли" з активного шару в сусідні шари, зростає при зменшенні висоти потенціального бар'єру на межах між цими шарами. Підвищення температури приводить до зростання теплової енергії носіїв, що також сприяє процесу витоку носіїв з активної області.

У напівпровідниках типу $A^{III}B^V$ коефіцієнт дифузії електронів зазвичай вище коефіцієнта дифузії дірок, тому струм витоку електронів практично завжди більше струму витоку дірок. Для зниження витоку носіїв з активної області застосовуються додаткові запираючі шари. У багатьох структурах світлодіодів використовуються *шари, які обмежують електрони*, які розташовуються між активною областю і бар'єрними шарами та мають більшу ширину забороненої зони.

На рис. 3.14 показана зонна діаграма світлодіода InGaN з запираючим шаром. Такий світлодіод складається з активної області з багатьма квантовими ямами InGaN/GaN та бар'єрними шарами AlGaN. На межі розділу активна область - бар'єрний шар р-типу вбудовується бар'єрний шар AlGaN, що запирає електрони. На рис. 3.14 а показана нелегована структура, що ілюструє створення запираючим шаром AlGaN перешкод для струму носіїв як у валентну зону, так і у зону провідності. Але з рис. 3.14 б видно, що у легованій структурі немає перешкод для відтоку дірок у валентну зону бар'єрного шару р-типу через запираючий шар. Значить усі розриви в зонній діаграмі зосереджені у зоні провідності, тобто висота потенціального бар'єру для електронів $= E_{c,б.ш} - E_{c,а.о} + \Delta E_g$, (3.40)

де ΔE_g - різниця між шириною забороненої зони бар'єрного та запираючого шарів, б.ш. - бар'єрний шар, а.о. - активна область. На рис. 4.14 також показано у збільшеному масштабі край валентної зони шару, який запирає електрони. Видно, що на межі розділу бар'єрного та запираючого шарів, у бар'єрному шарі р-типу спостерігається енергетичний провал, що свідчить про накопичення у цій області дірок, а у запираючому шарі, навпаки, сплеск потенціалу - свідчить про недолік там дірок. Тому діркам для попадання в активну область приходить долати потенціальний бар'єр. Але слід відзначити, що у випадку градієнтної зміни хімічного складу при наближенні до межі розділу бар'єрного та запираючого шарів вдається повністю позбавитися від сплесків та провалів краю валентної зони. При цьому запираючий шар зовсім не буде перешкоджати струму дірок.

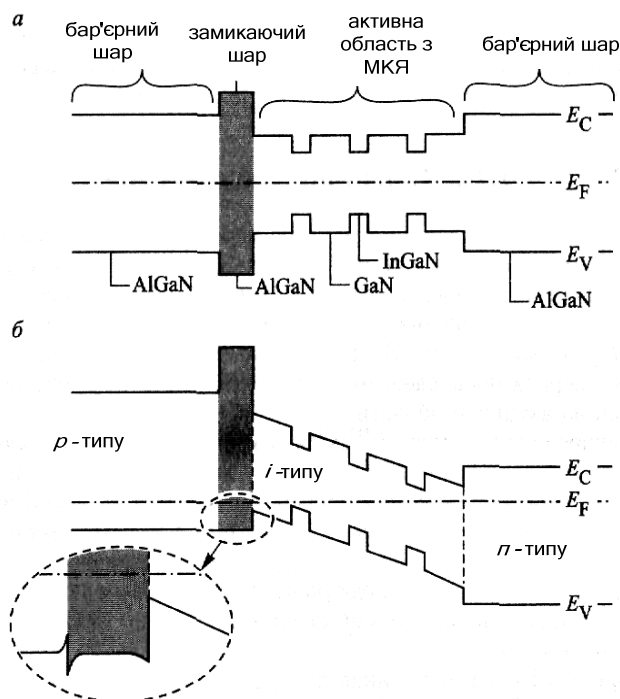


Рис. 3.14 - Введення у AlGaIn/GaN/AlGaIn структуру світлодіода з багатьма квантовими ямами запираючого шару AlGaIn: а – зона діаграма структури без легування; б – зонна діаграма структури з легуванням. Вміщення Al у запираючому шарі вище, ніж у бар'єрному шарі р-типу

3.11. Напруга на діоді

У ході рекомбінації електронно-діркових пар відбувається перетворення енергії інжектованих електронів в енергію квантів світла. Для здійснення такого перетворення енергії *напруга збудження* або *напруга прямого зміщення світлодіода* повинна бути більшою або рівною ширині забороненої зони, тобто напруга на діоді визначається виразом

$$V = h\nu / e \approx E_g / e. \quad (3.41)$$

Тепер розглянемо причини того, що реальна напруга зміщення світлодіода дещо відрізняється від значень, які отримують з цієї формули.

По-перше, на послідовному опорі діода відбувається додаткове падіння напруги. Джерелами додаткового опору є *опір на контактах*, *опір на різких межах розділу у гетероструктурах* та *об'ємний опір*, що характерно для матеріалів з низькими концентраціями носіїв або малою рухомістю носіїв. Падіння напруги $I \cdot R_s$ на послідовному опорі призводить до необхідності збільшення напруги збудження.

По-друге, при інжекції носіїв до структури з квантовими ямами або у подвійні гетероструктури вони можуть втрачати частину своєї енергії. Це ілюструє приклад неадіабатичної інжекції носіїв на рис. 3.12, де показана вузька квантова яма при подачі на світлодіод прямої напруги.

Як бачимо, що при інжекції носіїв у цю яму втрати енергії електронами складають $\Delta E_c - E_0$, де ΔE_c - розрив зони провідності, E_0 - енергія самого низького рівня квантування у зоні провідності. Аналогічно цьому втрати енергії дірками визначаються виразом $\Delta E_v - E_0$, де ΔE_v - розрив валентної зони, а E_0 — енергія самого низького рівня квантування для дірок у валентній зоні. При інжекції носіїв у квантову яму частина їх енергії витрачається на *випромінювання фононів*, тобто перетворюється у теплову енергію. Втрати енергії при *неадіабатичній інжекції носіїв*

характерні для напівпровідників з великими значеннями розривів зон ΔE_C та ΔE_v - GaN та інших матеріалів на основі нітридів III групи.

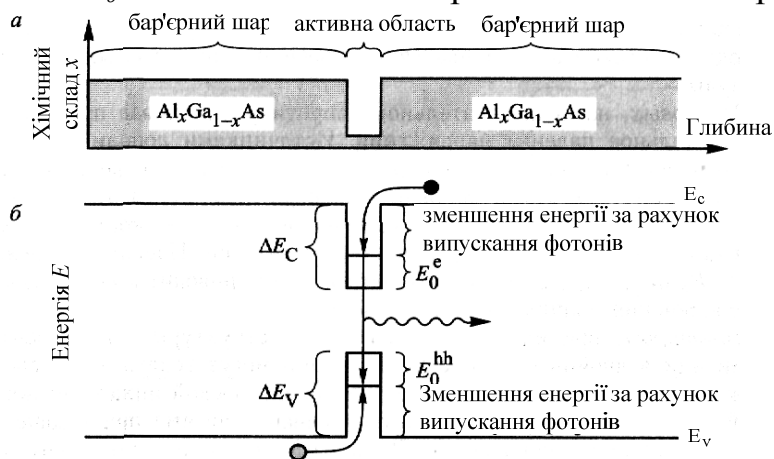


Рис. 3.15 - Хімічний склад структури (а); зонна діаграма структури з квантовою ямою, що ілюструє енергетичні витрати носіїв при їх попаданні у квантову яму (б)

Зі сказаного виходить, що повне падіння напруги на світлодіоді при прямому зміщенні визначається виразом

$$V = \frac{E_g}{e} + IR_s + \frac{\Delta E_c - E_0}{e} + \frac{\Delta E_v - E_0}{e}, \quad (3.42)$$

де перший доданок є теоретичним мінімумом напруги, друге залежить від послідовного опору пристрою, а третє та четверте з'являються внаслідок неадіабатичної інжекції носіїв в активну область.

Експериментально було показано, що напруга на діоді може бути *дещо нижча мінімального значення*, що отримане за допомогою виразу (3.42), тобто менше $E_g/e \approx hv/e$. Середня теплова енергія як електронів, так і дірок дорівнює $k_B T$. При прямому зміщенні р-п-переходу носії, що мають високу енергію, швидше дифундують в область з протилежною провідністю, ніж носії з низькою енергією, тому якраз вони частіше беруть участь у процесах рекомбінації. При кімнатній температурі енергія $4k_B T$ відповідає напрузі ~ 100 мВ. У світлодіоді з невеликим опором напруга на діоді може бути на 100-200 мВ *нижче* hv/e .

Наприклад, у світлодіоді GaAs ($E_g = 1,42$ еВ) при прямому зміщенні генерація деякої частини фотонів з $h\nu = 1,42$ еВ починається при напрузі на діоді 1,32 В, що *нижче* енергії фотона.

Вправа. Визначення напруги збудження світлодіода

Розрахувати наближені значення прямої напруги світлодіодів, що випромінюють у синьому, зеленому та червоному діапазонах видимого спектру. Визначити пряму напругу світлодіодів, що випромінюють світло з довжинами хвиль 870 нм та 1,55 мкм.

Розв'язання

| Колір випромінювання | Довжина хвилі, нм | Енергія фотона, еВ | Напруга збудження |
|----------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| Синій | 470 | 2,6 | 2,6 |
| Зелений | 550 | 2,2 | 2,2 |
| Червоний | 650 | 1,9 | 1,9 |
| Інфрачервоний | 870 | 1,4 | 1,4 |
| Інфрачервоний | 1550 | 0,8 | 0,8 |

Розділ 4. ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВІТЛОДІОДІВ

4.1. Внутрішній та зовнішній квантовий вихід випромінювання, коефіцієнт корисної дії (к. к. д.)

Активна область ідеального світлодіода випромінює *один фотон на кожний інжектований у неї електрон*, тобто кожний електрон генерує один світловий квант (фотон). Тому *квантовий вихід випромінювання* активної області ідеального світлодіода дорівнює одиниці. *Внутрішній квантовий вихід випромінювання світлодіода* (або його *внутрішня ефективність*) визначається відношенням кількості народжених у його активній області фотонів до кількості інжектованих у неї електронів в одиницю часу (секунду), тобто

$$\eta_{\text{int}} = \frac{P_{\text{int}} / (h\nu)}{I / e}, \quad (4.1)$$

де P_{int} - потужність оптичного випромінювання з активної області світлодіода, I - струм інжекції.

Бажано, щоб всі фотони, які випромінюються активною областю, виходили за межі світлодіода. Саме так і повинно відбуватись в ідеальних світлодіодах, *зовнішній квантовий вихід випромінювання* яких дорівнює одиниці. Але у реальних світлодіодах частина фотонів все ж залишається всередині напівпровідника:

- Вони можуть поглинатися підкладкою світлодіода, якщо вона має здатність поглинати випромінювання даної довжини хвилі.
- Вони можуть зіткнутися з металевою поверхнею контакту та також поглинутись нею, що неминуче призведе до зниження квантового виходу.

Окрім того, існує *повне внутрішнє відбиття*, яке полягає у локалізації світла всередині структури, що також знижує ймовірність виходу фотонів за межі напівпровідника. Тому вводиться *коефіцієнт оптичного виводу випромінювання*, що визначається як відношення кількості фотонів, які випромінені світлодіодом, до кількості створених у активній області в одиницю часу (секунду) фотонів:

$$\eta_{\text{extract}} = \frac{P / (h\nu)}{P_{\text{int}} / (h\nu)}, \quad (4.2)$$

де P - потужність оптичного випромінювання, що виходить за межі світлодіода.

Цей параметр відображає якість світлодіода. Без застосування складних та дорогих технологічних процесів практично неможливо зробити світлодіод з $\eta_{\text{extract}} > 50\%$

Зовнішній квантовий вихід випромінювання світлодіода визначається відношенням кількості фотонів, які випромінені світлодіодом, до кількості інжектованих в активній області в одиницю часу (секунду) електронів:

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{P / (h\nu)}{I / e} = \eta_{\text{int}} \cdot \eta_{\text{extract}}. \quad (4.3)$$

Коефіцієнт корисної дії (к.к.д.) світлодіода визначається як

$$\eta_{power} = \frac{P}{I \cdot V}, \quad (4.4)$$

де $I \cdot V$ - електрична потужність, що підведена до світлодіоду.

Вправа. Визначення квантового виходу випромінювання світлодіода

Розглядається світлодіод з пороговою напругою, рівною $V_{th} = E_g / e = 2$ В, та диференційним опором $R_s = 20$ Ом. Вольтамперна характеристика такого світлодіода при прямому зміщенні має вигляд: $V = V_{th} + I \cdot R_s$. При пропусканні крізь діод струму $I = 20$ мА його оптична потужність складає $P = 4$ мВт при $h\nu = E_g$. відношення кількості фотонів, які випромінєні світлодіодом, до кількості створених у активній області в одиницю часу (секунду) фотонів:

Потрібно визначити внутрішній та зовнішній квантовий вихід випромінювання світлодіода, а також його к. к. д. Передбачається, що $\eta_{extract} = 50\%$

4.2. Спектр випромінювання

Механізм світіння напівпровідникових світлодіодів полягає у випромінюванні фотонів внаслідок спонтанної рекомбінації електронно-діркових пар. Спонтанні процеси випромінювання світла принципово відрізняються від процесів вимушеного (індукованого) випромінювання, що характерні для напівпровідникових лазерів та суперлюмінісцентних діодів. Оптичні параметри світлодіодів безпосередньо зв'язані з процесами спонтанної випромінювальної рекомбінації. Тому в цьому розділі будуть обговорюватись характеристики спонтанного випромінювання світлодіодів.

На рис. 4.1 схематично показано процес рекомбінації електронно-діркових пар. Передбачається, що залежності енергії електронів у зоні провідності та енергії дірок у валентній зоні від хвильового вектора k мають параболічний характер, тобто

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \text{ для електронів у зоні провідності,} \quad (4.5)$$

$$E = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \text{ для електронів у валентній зоні,} \quad (4.6)$$

де m_e^* та m_h^* — ефективні маси електрона та дірки, \hbar - стала Планка, k – квазі-хвильовий вектор, E_c та E_v - енергії екстремумів зони провідності та валентної зони. Закони збереження енергії та квазіімпульсу допомагають прийти до більш глибокого розуміння механізмів випромінювальної рекомбінації.

Із розподілу Больцмана видно, що середня кінетична енергія електронів та дірок дорівнює $k_B T$. Із закону збереження енергії випливає, що енергія фотона дорівнює різниці енергій електрона E_e й дірки E_h :

$$h\nu = 2\pi\hbar\nu = E_e - E_h \approx E_g. \quad (4.7)$$

Якщо теплова енергія мала у порівнянні з шириною забороненої зони E_g , тобто $k_B T < E_g$, енергія фотона приблизно дорівнює E_g . Звідки витікає, що при виборі напівпровідника з відповідною забороненою зоною можна створити

світлодіод, який випромінює світло з потрібною довжиною хвилі. Наприклад, для GaAs при кімнатній температурі $E_g = 1,42$ еВ, тому світлодіоди GaAs створюють інфрачервоне випромінювання з довжиною хвилі 870 нм.

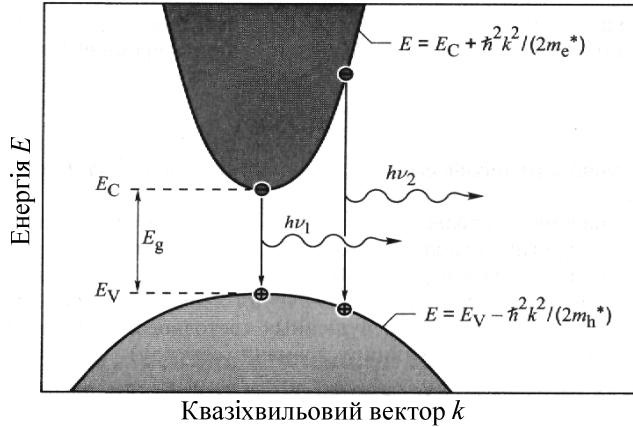


Рис. 4.1 - Параболічний закон дисперсії електронів і дірок й прямі міжзонні переходи, що відповідають актам випромінювальної рекомбінації

Тепер порівняємо середній квазіімпульс носія заряду з імпульсом фотона. Квазіімпульс носія заряду з кінетичною енергією κT та ефективною масою m^* визначається виразом

$$p = m^* v = \sqrt{2m^* \cdot \frac{1}{2} m^* v^2} = \sqrt{2m^* \cdot k_B T}. \quad (4.8)$$

Квазіімпульс фотона з енергією E_ϕ можна вивести із формули де Бройля:

$$p = \hbar \cdot k = h\nu / c = E_g / c. \quad (4.9)$$

Із розрахунків за виразами (4.8) і (4.9) треба, щоб в оптичному діапазоні імпульс фотона був набагато меншим імпульсу носіїв заряду, тобто після акту рекомбінації з виділенням фотона електрон переходить із зони провідності у валентну зону практично без зміни квазіімпульсу. Саме такі переходи наведені на рис. 4.1 вертикальними лініями, які показують, що електрони рекомбінують тільки з тими дірками, в яких такий же, як у них, квазіімпульс або величина квазіхвильового вектора κ .

Із умови рівності квазіімпульсів електронів та дірок витікає наступне співвідношення, яке дозволяє розрахувати енергію фотона:

$$h\nu = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} - E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*}, \quad (4.10)$$

де m_r^* - приведена маса, що визначається як
$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}. \quad (4.11)$$

Використовуючи комбінований закон дисперсії (4.10), можна знайти комбіновану густину енергетичних станів у залежності від енергії:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left(\frac{2m_r^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \sqrt{E - E_g}. \quad (4.12)$$

Розподіл носіїв у дозволених зонах невродженого напівпровідника визначається розподілом Больцмана

$$f_B(E) = \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right). \quad (4.13)$$

Залежність *інтенсивності випромінювання* від енергії є функцією, що пропорційна добутку рівнянь (4.12) та (4.13):

$$I(E) \propto \sqrt{E - E_g} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right). \quad (4.14)$$

На рис. 4.2 показано спектр випромінювання світлодіодів, що визначається формулою (4.14). Максимум спектра випромінювання відповідає енергії

$$E = E_g + \frac{1}{2} k_B T. \quad (4.15)$$

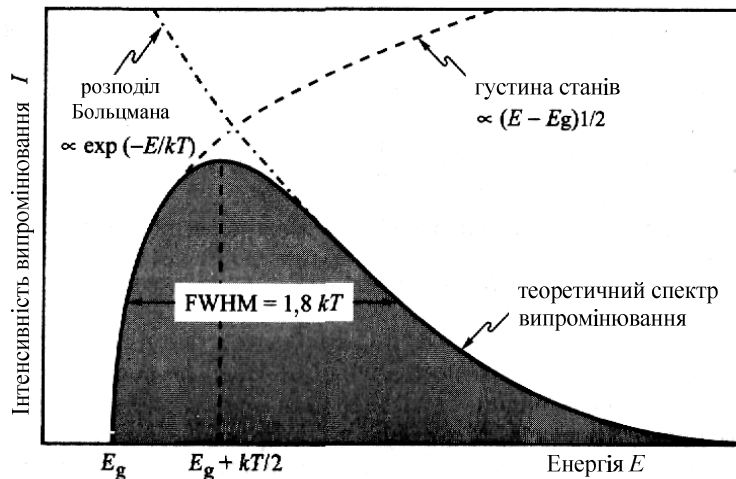


Рис. 4.2 - Теоретичний спектр випромінювання світлодіодів. Ширина розподілу на половині інтенсивності, визначається величиною $1,8 k_B T$

Ширина спектральної лінії визначається на рівні, що дорівнює половині інтенсивності у максимумі випромінювання:

$$\Delta E = 1.8 \cdot k_B T \text{ або } \Delta \lambda = \frac{1.8 \cdot k_B T \cdot \lambda^2}{hc}. \quad (4.16)$$

Наприклад, теоретична ширина спектральної лінії світлодіода із GaAs, який випромінює світло з довжиною хвилі 870 нм при кімнатній температурі, дорівнює $\Delta E = 46$ меВ або $\Delta \lambda = 28$ нм.

Ширина спектральної лінії є важливою характеристикою світлодіодів. *По-перше*, для світлодіодів, що випромінюють світло у видимому діапазоні, вона значно менша ширини всього видимого спектру. Спектр випромінювання світлодіодів навіть вужче спектру випромінювання, що сприймає людське око як один колір. Наприклад, діапазон *червоного* кольору лежить у межах довжин хвиль 625-730 нм, що значно ширше типового спектру випромінювання світлодіодів. Тому випромінювання світлодіодів сприймається людським оком як *монохроматичне*.

По-друге, оптичні волокна розсіюють світло, внаслідок чого випромінювання з різними значеннями довжин хвиль у деякому діапазоні, що утворюють світловий імпульс, буде поширюватись вздовж нього з різними швидкостями. Дисперсія матеріалу оптичного волокна обмежується величиною добутку *швидкості передачі даних в одиницях бит/с на відстань*, що визначається параметрами світлодіодів.

Час життя носіїв при спонтанному випромінюванні світлодіодів у прямозонних напівпровідників визначається концентрацією домішок в актив-

ній області (або концентрацією носіїв), а також якістю матеріалу, та зазвичай лежить у діапазоні 1-100 нс, що дозволяє добитись швидкостей модуляції аж до 1 Гбит/с.

4.3. Кут виводу випромінювання

Якщо світло на межі між напівпровідником та повітрям зазнає повне внутрішнє відбиття, випромінювання із напівпровідника не виходить назовні. Світло може вийти за межі напівпровідника, якщо кут падіння промінів на межу поділу близький до 90° . Повне внутрішнє відбиття можливе для промінів, які падають не під прямим кутом, а також при їх майже ковзаючому падінні. Повне внутрішнє відбиття сильно знижає зовнішній квантовий вихід випромінювання, особливо для світлодіодів із матеріалів з високими значеннями показників заломлення.

Припустимо, що φ — кут падіння промінів на межу розділу напівпровідник-повітря (з боку напівпровідника). Тоді кут відбиття цього променя від поверхні розділу Φ можна знайти із закону Снеліуса (який іноді називають законом Снеля):

$$\bar{n}_S \cdot \sin \varphi = \bar{n}_{air} \cdot \sin \Phi, \quad (4.17)$$

де \bar{n}_S , \bar{n}_{air} — показники заломлення напівпровідника та повітря. На рис. 4.3а показано, як, використовуючи умову $\Phi = 90^\circ$, можна знайти критичний кут повного внутрішнього відбиття. Із закону Снеліуса випливає, що

$$\sin \varphi_c = \left(\frac{\bar{n}_{air}}{\bar{n}_S} \right) \cdot \sin 90^\circ = \frac{\bar{n}_{air}}{\bar{n}_S}, \quad (4.18a)$$

$$\varphi_c = \arcsin \frac{\bar{n}_{air}}{\bar{n}_S}. \quad (4.18b)$$

Напівпровідники звичайно мають досить високі значення показників заломлення. Так, для GaAs - цей показник дорівнює 3,4. Підставляючи це значення у рівняння (4.18), отримуємо дуже малу величину критичного кута, який характерний для повного внутрішнього відбиття в цьому матеріалі. Тому в таких випадках можна скористатись наближенням. Тоді критичний кут повного внутрішнього відбиття знаходиться за допомогою

$$\varphi_c \approx \frac{\bar{n}_{air}}{\bar{n}_S}. \quad (4.19)$$

Кут повного внутрішнього відбиття визначає *кут виводу випромінювання*. Промені світла, що попадають до конуса з таким кутом, можуть вийти за межі напівпровідника. Інші промені цієї можливості не мають.

Для визначення частки світла, яка попадає у кут виведення випромінювання, треба розрахувати площу поверхні сферичного конуса з радіусом r . На рис. 4.3 б та в показано, як можна знайти площу сегмента поверхні сфери, що визначається радіусом r та кутом φ_c :

$$A = \int dA = \int_0^{\varphi_c} 2\pi \cdot r \cdot \sin \varphi \cdot r d\varphi = 2\pi \cdot r^2 \cdot (1 - \cos \varphi_c). \quad (4.20)$$

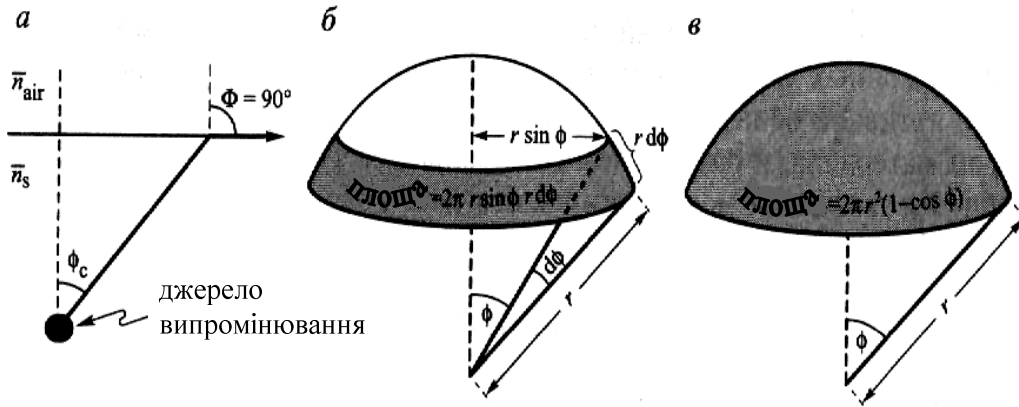


Рис. 4.3 - Визначення кута виводу випромінювання за критичним кутом ϕ_c (а); елемент поверхні dA (б); площа сегменту поверхні сфери, що визначається радіусом r та кутом ϕ_c (в)

Припустимо, що світло випромінюється точковим джерелом з потужністю P_{source} , яке розташоване всередині напівпровідника. Тоді потужність випромінювання, що виходить з напівпровідника, визначається виразом

$$P_{escape} = P_{source} \cdot \frac{2\pi \cdot r^2 \cdot (1 - \cos \phi_c)}{4\pi r^2}, \quad (4.21)$$

де $4\pi r^2$ - площа поверхні всієї сфери радіусу r .

Із даного розрахунку видно, що тільки частка світла, яка випромінюється всередину напівпровідника, може вийти за його межі. Величина цієї частки дорівнює

$$\frac{P_{escape}}{P_{source}} = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos \phi_c). \quad (4.22)$$

Оскільки для матеріалів з високими показниками заломлення характерні порівняно невеликі значення критичних кутів повного внутрішнього відбиття, косинус можна представити у вигляді степенного ряду. Тоді, опускаючи члени вище другого порядку, можна записати вираз

$$\frac{P_{escape}}{P_{source}} \approx \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{\phi_c^2}{2} \right) \right] = \frac{1}{4} \cdot \phi_c^2. \quad (4.23)$$

Використовуючи наближене рівняння (4.19), отримуємо:

$$\frac{P_{escape}}{P_{source}} \approx \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{\bar{n}_{air}}{\bar{n}_s} \right)^2. \quad (4.24)$$

Це співвідношення є важливим параметром світлодіодів. Оскільки більшість напівпровідників мають високі значення показників заломлення ($> 2,5$), тільки декілька процентів світла, що генерується всередині матеріалу, виходить за межі планарних світлодіодів. Для напівпровідникових світлодіодів з невеликими значеннями показників заломлення (порядку 1,5) та полімерних світлодіодів ця проблема стоїть менш гостро.

Вправа. Визначення кута виводу випромінювання для GaAs, GaN та полімерних світлодіодів.

Показники заломлення для GaAs, GaN та випромінюючих світло полімерних матеріалів відповідно дорівнюють 3,4; 2,5 та 1,5. Потрібно розрахувати критичні кути повного внутрішнього відбиття для світлодіодів на основі даних матеріалів та визначити частку світла, яка здатна вийти за межі їх планарних структур. Потрібно оцінити зміни, які відбудуться при вміщенні планарного світлодіода із GaAs у герметичний прозорий полімерний корпус з показником заломлення 1,5 (відбиттям світла на межі розділу полімер-повітря тут можна знехтувати).

Розв'язок. Критичні кути повного внутрішнього відбиття φ_c : GaAs 17,1°; GaN 23,6°; полімер 41,8°. Частка вихідного випромінювання: GaAs 2,21%, GaN 4,18%, полімер 12,7%. При вміщенні GaAs планарного світлодіода у герметичний прозорий полімерний корпус частка вихідного світла збільшиться на 232%.

4.4. Просторовий розподіл випромінювання (діаграми спрямованості) світлодіодів

Всі світлодіоди мають власний *просторовий розподіл випромінювання у дальньому полі*, або *діаграму спрямованості* (у світлотехніці також прийнято термін "крива сили світла").

Інтенсивність випромінювання у заданій точці, що вимірюється в одиницях Вт/см², визначається її полярними координатами, тобто відстанню від цієї точки до світлодіода та кутом між ним та горизонтальною площиною. Для знаходження повної оптичної потужності світлодіода необхідно обчислити інтеграл від інтенсивності випромінювання по всій поверхні сфери

$$P = \iint_{A\lambda} I(\lambda) d\lambda dA, \quad (4.25)$$

де $I(\lambda)$ - спектральна інтенсивність випромінювання, Вт/(нм·см²), A - площа поверхні сфери

4.5. Ламбертівський розподіл випромінювання

Різниця між показниками заломлення випромінюючого матеріалу та оточуючого середовища призводить до анізотропії просторового розподілу випромінювання. Для планарних діодів на основі матеріалів з високими значеннями показників заломлення характерний ламбертівський розподіл випромінювання. На рис. 4.4 показано точкове джерело випромінювання, яке розташоване набагато нижче межі розділу напівпровідник-повітря. Промінь, що виходить із джерела світла під кутом φ з нормаллю до поверхні розділу, заломлюється під кутом Φ також по відношенню до нормалі. Кути φ та Φ зв'язані законом Снеліуса, тому для малих кутів φ ($\sin \varphi \approx \varphi$) можна записати співвідношення

$$\bar{n}_s \cdot \sin \varphi \approx \bar{n}_s \cdot \varphi = \bar{n}_{\text{air}} \cdot \sin \Phi. \quad (4.26)$$

Промінь світла, що випромінюється у напівпровіднику в межах конуса з кутом $d\varphi$, відбившись від поверхні розділу, попадає у повітря в сектор, що визначається кутом $d\Phi$ (все по відношенню до нормалі) (см. рис. 4.4 а).

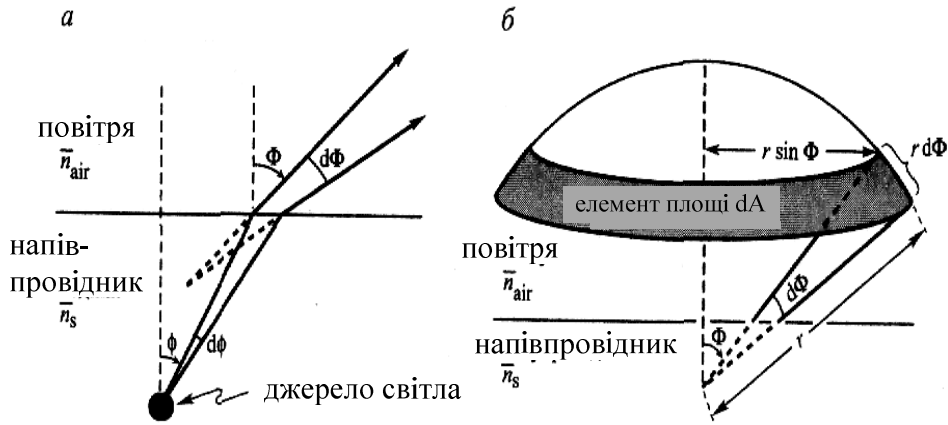


Рис. 4.4 - Геометрична модель, що використовується для виводу рівняння для ламбертівського розподілу: *a* - світло, яке випромінюється у межах кута $d\varphi$ всередині напівпровідника, в повітря випромінюється у межах кута $d\Phi$; *б* - ілюстрація елемента поверхні сегмента сфери

Диференціюючи вираз (4.26) за кутом Φ і розв'язуючи отримане рівняння відносно $d\Phi$, одержимо

$$d\Phi = \frac{\bar{n}_s}{\bar{n}_{air}} \cdot \frac{1}{\cos \Phi} d\varphi. \quad (4.27)$$

Із закону збереження енергії маємо, що потужність оптичного випромінювання у межах кута $d\varphi$ у напівпровіднику повинна дорівнювати оптичній потужності випромінювання у повітрі у межах кута $d\Phi$, тобто:

$$I_s \cdot dA_s = I_{air} \cdot dA_{air}, \quad (4.28)$$

де I_s і I_{air} - інтенсивності випромінювання у напівпровіднику та у повітрі, виміряні в одиницях Вт/м². Виходячи з циліндричної симетрії діаграми спрямованості, вибираємо елемент поверхні, який показаний на рис. 4.4 б. Площа цього елемента визначається виразом

$$dA_{air} = 2\pi \cdot r \cdot \sin \Phi \cdot r d\Phi. \quad (4.29)$$

Використовуючи рівняння (4.27) і (4.28), отримуємо

$$dA_s = 2\pi \cdot r \cdot \sin \varphi \cdot r d\varphi \approx 2\pi r^2 \cdot \varphi \cdot d\varphi. \quad (4.31)$$

Інтенсивність випромінювання всередині напівпровідника на відстані r від поверхні знаходиться діленням повної потужності джерела світла на площу поверхні сфери радіусу r :

$$I_s = \frac{P_{source}}{4\pi r^2}. \quad (4.32)$$

Інтенсивність випромінювання зовні напівпровідника на відстані r від поверхні знаходиться діленням повної потужності джерела світла на площу поверхні сфери радіусу r :

$$I_s = \frac{P_{source}}{4\pi r^2} \cdot \frac{\bar{n}_{air}^2}{\bar{n}_s^2} \cdot \cos \Phi. \quad (4.33)$$

Із цього виразу видна залежність інтенсивності випромінювання за функцією косинуса від кута Φ . Це означає, що інтенсивність світла максимальна при випромінюванні перпендикулярно поверхні напівпровідника при

$\Phi = 0^\circ$. При куті $\Phi = 60^\circ$ інтенсивність знижується до значення, яке дорівнює половині максимуму. На рис. 4.5 схематично показано ламбертівський просторовий розподіл випромінювання (діаграма спрямованості, або, як прийнято у світлотехніці, крива сили світла) планарного світлодіода.

На рис. 4.5 наведені приклади світлодіодів з поверхнями іншої геометричної форми та характерні для них просторові розподіли випромінювання. Для півсферичного світлодіода характерний ізотропний просторовий розподіл з випромінюючою областю у центрі сфери. При параболічній формі поверхні розподіл випромінювання має яскраво виявлену спрямованість. Але світлодіоди з параболічною та півсферичною поверхнями значно складніше виготовити, ніж планарні світлодіоди.

Повну потужність випромінювання, що виведене у повітря, можна знайти, інтегруючи інтенсивність випромінювання вздовж всієї поверхні півсфери:

$$P_{air} = \int_0^{90^\circ} I_{air} \cdot 2\pi \cdot r \cdot \sin \Phi \cdot r d\Phi. \quad (4.34)$$

Підставляючи рівняння (4.33) в (4.34) та враховуючи, що $\cos \Phi \cdot \sin \Phi = (1/2)\sin(2\Phi)$,

$$P_{air} = \frac{P_{source}}{4\pi r^2} \cdot \frac{\bar{n}_{air}^2}{\bar{n}_s^2}. \quad (4.34)$$

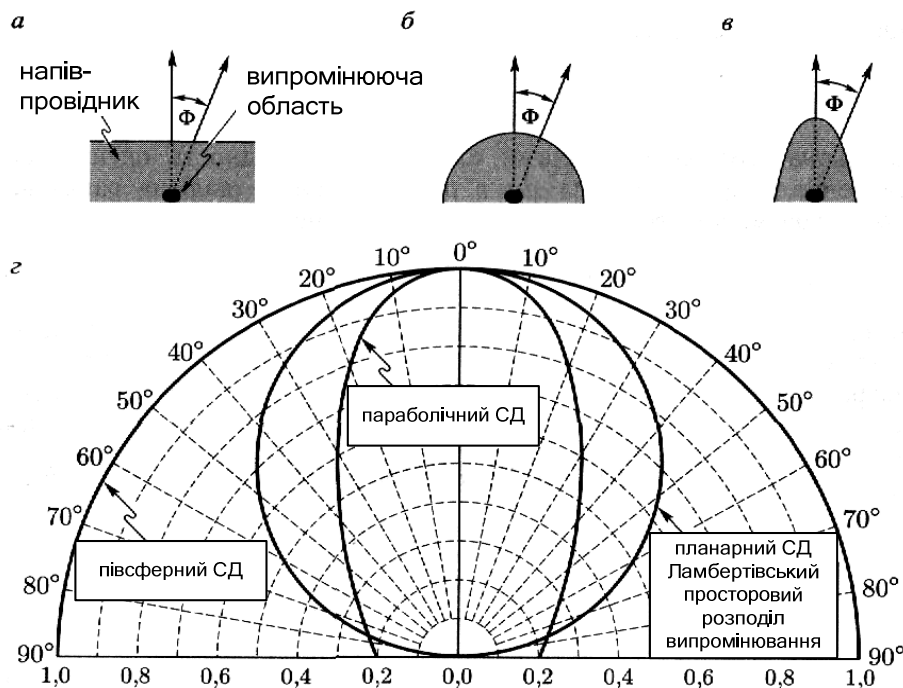


Рис. 4.5 - Світлодіоди з планарною (а), півсферичною (б) та параболічною (в) поверхнями; просторовий розподіл випромінювання різних типів світлодіодів (г). При $\Phi = 60^\circ$ інтенсивність ламбертівського розподілу випромінювання зменшується до значення, яке дорівнює половині максимуму, що досягається при $\Phi = 0^\circ$. Приведені просторові розподіли нормовані так, що при $\Phi = 0^\circ$ інтенсивність дорівнює одиниці

Таким чином, отримано результат, що є ідентичним рівнянню (4.24). Це не дивно, оскільки потужність випромінювання напівпровідника (P_{escape}) повинна дорівнювати потужності випромінювання у повітрі (P_{air}).

Правда, слід відмітити, що у всіх наведених розрахунках не враховувались *формули Френеля* при відбитті на межі розділу напівпровідник-повітря. При нормальному падінні променів на поверхню втрати потужності випромінювання за рахунок відбиття за формулами Френеля можна оцінити по відбиттю

$$T = 1 - R = 1 - \left(\frac{\bar{n}_S - \bar{n}_{air}}{\bar{n}_S + \bar{n}_{air}} \right)^2 = \frac{4\bar{n}_S \cdot \bar{n}_{air}}{(\bar{n}_S + \bar{n}_{air})^2}. \quad (4.36)$$

У строгих розрахунках нехтувати втратами на френелівське відбиття не можна.

Вправа. *Визначення ефективності зв'язку світлодіод-оптичне волокно*

Розглядається планарний світлодіод GaAs з точковою випромінюючою областю, яка розташована безпосередньо поблизу поверхні. Вхідна кутова апертура оптичного волоконного світловода дорівнює 12° . Потрібно визначити частку випромінювання з активної області світлодіода, яка попадає в оптичний волоконний світловод. Враховується, що показник заломлення GaAs $\bar{n}_S = 3,4$. Втратами на відбиття Френеля на межах розділу напівпровідник-повітря та повітря - оптичне волокно можна знехтувати.

Розв'язок. Кутова апертура напівпровідникового світлодіода, що знайдена за законом Снеліуса, дорівнює $3,5^\circ$. Тому частка випромінювання з активної області світлодіода, що попадає в оптичне волокно, складає всього 0,093%.

4.6. Світлодіоди з корпусами з епоксидної смоли

Використання корпусів куполоподібної форми з матеріалів з високими значеннями показників заломлення дозволяє суттєво підвищити коефіцієнт оптичного виводу світловодів η_{extract} за рахунок збільшення кута повного внутрішнього відбиття крізь верхню поверхню напівпровідника. Із рівняння (4.22) випливає, що відношення коефіцієнтів оптичного виводу світлодіодів з епоксидним корпусом і світлодіодів без корпусу визначається виразом

$$\frac{\eta_{\text{epoxy}}}{\eta_{\text{air}}} = \frac{1 - \cos \varphi_{c, \text{epoxy}}}{1 - \cos \varphi_{c, \text{air}}}, \quad (4.37)$$

де $\varphi_{c, \text{epoxy}}$, $\varphi_{c, \text{air}}$ критичні кути повного внутрішнього відбиття на межах розділу напівпровідник-епоксидна смола та напівпровідник-повітря. На рис. 4.6 показані розрахункові значення цього відношення при різних показниках заломлення епоксидної смоли. Видно, що при використанні епоксидного корпусу з показником заломлення 1,5 ефективність стандартного напівпровідникового світлодіода зростає у 2-3 рази.

На рис. 4.6 б показано, що завдяки куполоподібному корпусу з епоксидної смоли, світло падає на межу розділу епоксидна смола-повітря під кутом біля 90° . На цій межі практично не відбувається втрат, що пов'язані з повним внутрішнім відбиттям. Використання корпусів не тільки збільшує зовнішній квантовий вихід випромінювання світлодіодів, але й дозволяє змінювати просторовий розподіл випромінювання. Так, для створення вузькоспрямова-

них світлодіодів застосовують сферичні корпуси, які відіграють роль лінз. Оскільки полімери мають невеликі показники заломлення, полімерні корпуси незначно змінюють зовнішній квантовий вихід світлодіодів.

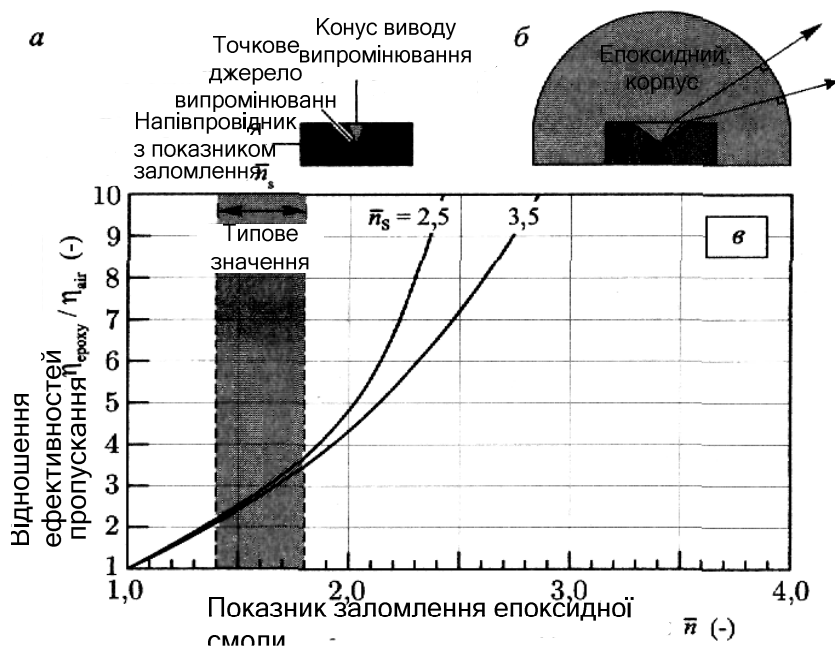


Рис. 4.6 - Світлодіод без корпусу (а) та світлодіод з куполоподібним корпусом з епоксидної смоли (б) (використання корпусу збільшує кут виводу випромінювання); розрахункові співвідношення значень коефіцієнта оптичного виводу світлодіоду з корпусом з епоксидної смоли та без нього (в). Показники заломлення стандартних епоксидних смол лежать в інтервалі 1,4-1,8 (Nuese et al., 1969)

У розділі 9 розглядаються корпуси, що виготовлені за сучасними технологіями: з градієнтною зміною показника заломлення і з високими (більше 2) показниками заломлення, які розсіюють випромінювання.

4.7. Температурна залежність інтенсивності випромінювання

Зі зростанням температури інтенсивність випромінювання світлодіодів падає. Це зниження інтенсивності відбувається внаслідок:

- 1) безвипромінювальної рекомбінації через глибокі домішкові рівні,
- 2) рекомбінації на поверхні,
- 3) втрати носіїв у бар'єрних шарах гетероструктур.

Температурну залежність інтенсивності випромінювання світлодіодів поблизу кімнатної температури часто описують наступним феноменологічним рівнянням:

$$I = I|_{300\text{ K}} \cdot \exp\left(-\frac{T - 300\text{ K}}{T_1}\right), \quad (4.38)$$

де T_1 - *характеристична температура* конкретного світлодіода. Віддають перевагу ситуації, коли характеристична температура достатньо висока, оскільки цьому відповідає слабка температурна залежність.

Цікаво відмітити, що як світлодіоди, так і напівпровідникові лазери мають свої власні залежності інтенсивності випромінювання від температури. Для світлодіодів ця залежність іноді називається рівнянням T_1 , а для лазерів - рівнянням T_0 . У напівпровідникових лазерах пороговий струм, тобто електричний струм, що потрібен для початку генерації випромінювання, зі збільшенням температури зростає. Це збільшення порогового струму часто описується рівнянням

$$I_{th} = I_{th}|_{300\text{ K}} \cdot \exp\left(-\frac{T - 300\text{ K}}{T_0}\right), \quad (4.39)$$

Відзначимо, що температурні залежності та інтенсивності випромінювання світлодіодів та порогового струму напівпровідникових лазерів є чисто феноменологічними, які ґрунтуються тільки на експериментальних даних, для їх виводу не застосовувались рівняння, що отримані з теоретичних принципів.

На рис. 4.7 показані отримані експериментально температурні залежності інтенсивності випромінювання світлодіодів трьох типів: світлодіода голубого світіння InGaN/GaN, світлодіода зеленого світіння InGaN/GaN та світлодіода червоного світіння AlInGaP/GaAs, що зняті при постійному струмі (Toyoda Gosei Corporation, 2000). Видно, що світлодіоди голубого світіння мають найбільшу температуру T_1 , а червоного світіння - найменшу. Цей факт не є неочікуваним, оскільки відомо, що світлодіоди голубого світіння мають самі глибокі квантові ями і це робить структури InGaN/GaN найбільш ефективними.

Вправа. Компенсація температурної залежності світлодіодів

Розглянемо світлодіод з характеристичною температурою $T = 100\text{ K}$, пороговою напругою при температурі $20\text{ }^\circ\text{C}$ $1,4\text{ В}$ та температурним коефіцієнтом порогової напруги $0,5\text{ мВ/К}$. Диференційний опір даного світлодіода при прямих напругах більших напруги включення дорівнює 20 Ом .

Потрібно розробити схему керування світлодіодом, що складається з джерела постійної напруги та резистора, яка компенсує температурну залежність інтенсивності випромінювання світлодіода. Схема повинна забезпечувати постійну інтенсивність випромінювання світлодіода як у точці замерзання води ($0\text{ }^\circ\text{C}$), так і при температурі $60\text{ }^\circ\text{C}$. При $0\text{ }^\circ\text{C}$ через світлодіод повинен проходити струм 20 мА .

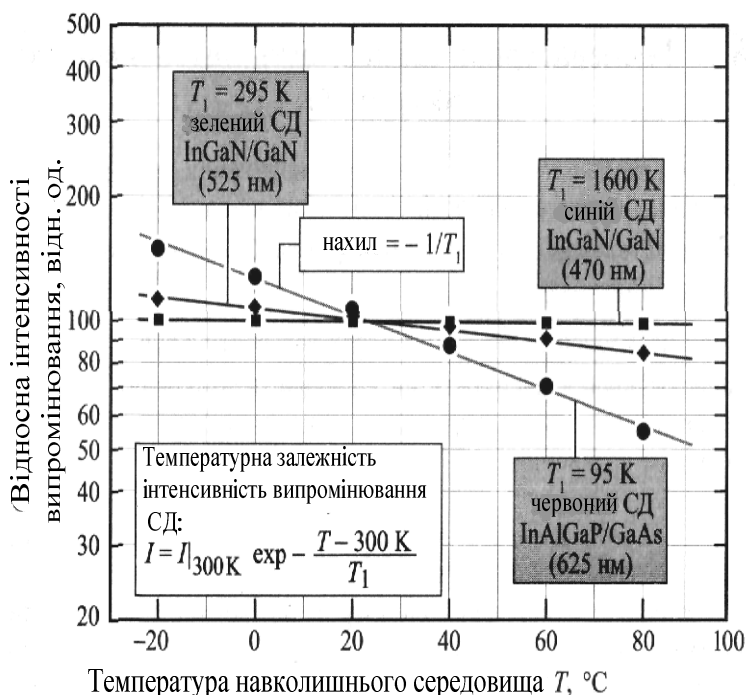


Рис. 4.7 - Характеристичні температури T для трьох типів світлодіодів: світлодіода голубого світіння InGaN/GaN, світлодіода зеленого світіння InGaN/GaN та світлодіода червоного світіння AlInGaP/GaAs, що зняті поблизу кімнатної температури (Toyoda Gosei Corporation, 2000)

РОЗДІЛ 5. ТЕМПЕРАТУРА P-N - ПЕРЕХОДУ І ТЕМПЕРАТУРА НОСІЇВ СТРУМУ

Температура p-n-переходу, що відповідає температурі активної області кристалічної решітки, є важливим параметром світлодіодів. Важливість цієї характеристики пояснюється наступними причинами. По-перше, від температури p-n-переходу залежить внутрішній квантовий вихід випромінювання діода. По-друге, робота в режимі високих температур значно скорочує час життя пристрою. По-третє, висока температура світлодіода може стати причиною руйнування його корпусу. Саме тому завжди бажано знати залежність температури переходу від протікаючого струму.

Місцями виділення тепла у світлодіоді є контакти, зовнішні шари та активна область. При низьких значеннях струму нагрівом контактів та зовнішніх шарів можна знехтувати через незначну кількість джоулевого тепла, що виділяється на їх паразитних опорах (I^2R). Тому при малих струмах основним тепловим джерелом є активна область, нагрів якої відбувається у результаті безвипромінювальної рекомбінації. При підвищенні струму внесок паразитних опорів контактів і зовнішніх шарів у підвищенні температури всередині діода зростає та може навіть стати головним.

Існує декілька способів визначення температури переходів:

- Рамановська спектроскопія (Todoroki et al., 1985);
 - вимірювання порогової напруги (Abdelkader et al., 1992);
 - вимірювання теплового опору (Murata, Nakada, 1992);
 - вимірювання коефіцієнту відбиття методом фототермічної мікроскопії (Epperlein, 1990);
 - визначення температури за спектрами електролюмінісценції (Epperlein, Bona; 1993);
 - визначення температури за спектрами фотолюмінісценції (Hall et al, 1992);
 - безконтактний метод, що оснований на вимірюванні відношення піків випромінювання двокольорових джерел світла (Gu, Narendan, 2003).
- Більшість перелічених методів *побічні*, у них температура переходу визначається за легко вимірюваними параметрами. У цьому розділі будуть розглянуті два способи знаходження температури переходів: за зміщенням довжини хвилі піку випромінювання та за зсувом прямої напруги при зміні температури. Також буде обговорюватись питання про температуру носіїв, яка може бути визначена за нахилом спектральної характеристики випромінювання в області високих енергій.

5.1. Температура носіїв і нахил спектральної характеристики в області високих енергій

Із розподілу Больцмана для носіїв заряду, що описує спектр випромінювання в області високих енергій, впливає експоненціальна залежність інтенсивності випромінювання від енергії фотонів:

$$I \propto \exp[-h\nu/(k_B T_c)], \quad (5.1)$$

де T_c — температура носіїв. Нахил спектральної характеристики в області високих енергій визначається виразом

$$\frac{d(\ln I)}{d(h\nu)} \propto \frac{-1}{k_B T_c}. \quad (5.2)$$

Звідки видно, що з нахилу спектральної характеристики можна безпосередньо отримати температуру носіїв. Оскільки температура носіїв практично завжди вище температури переходу, завдяки інжекції носіїв з високою енергією в активну область, цей метод дозволяє визначати *верхню межу* реальної температури р-n-переходу.

На рис. 5.1 наведені спектри випромінювання світлодіодів InGaN і AlInGaP за різних значень струму (Chhajed et al., 2005; Gessmann et al., 2003). Видно, що температури носіїв, які визначаються за нахилами спектральних характеристик в області високих енергій, при збільшенні струму зростають. Так, при низьких значеннях струму температури носіїв у світлодіодах InGaN та AlInGaP відповідно дорівнюють 221°C та 212°C, а при високих струмах ці температури 415°C та 235°C. Але внаслідок ефекту розширення спектрів трійних та четверних напівпровідникових твердих розчинів отримані значення температур декілька вищі за реальні температури носіїв.

Розширення спектрів випромінювання багатокомпонентних твердих розчинів напівпровідникових сполук (і, як наслідок, зменшення нахилів їх спектральних характеристик) відбувається через статистичні флуктуації їх хімічного складу (Schubert et al., 1984). Врахування цього ефекту та теплового ($k_B T$) розширення спектрів дозволяє значно підвищити точність визначення температури носіїв.

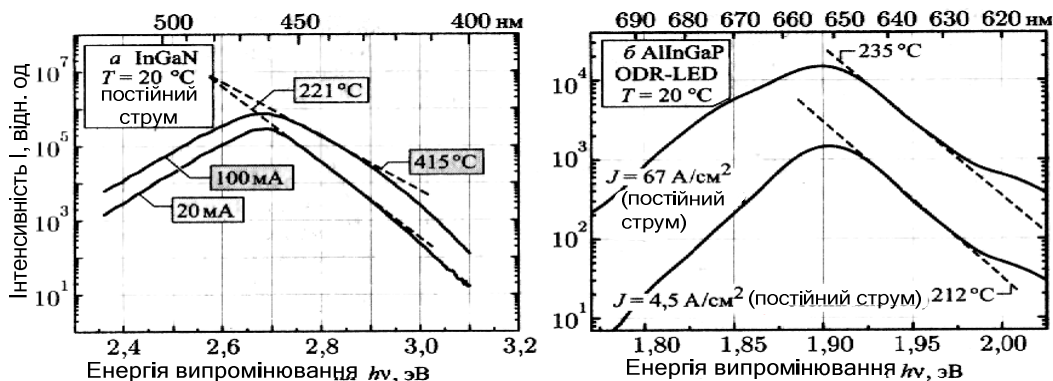


Рис. 5.1 - Температури носіїв у світлодіоді синього світіння InGaN (а) й світлодіоді червоного світіння AlInGaP (б), отримані з нахилів спектральних характеристик в області високих енергій. Внаслідок розширення спектрів випромінювання багатокомпонентних твердих розчинів виміряні значення перевищують реальні температури носіїв (Chhajed et al., 2005; Gessmann et al., 2003)

Метод визначення температури носіїв за нахилом спектральних характеристик в області високих енергій краще всього підходить для бінарних сполучень — GaAs і InP. Цим сполукам не властиве розширення спектрів внаслідок флуктуації складу, тому температури носіїв, що визначені даним методом, найбільш близькі до реальних.

5.2. Температура переходу та довжина хвилі у максимумі спектру випромінювання

Відповідний метод заснований на залежності ширини забороненої зони (а отже, і довжини хвилі у максимумі спектру випромінювання) від температури. Метод передбачає два етапи: калібровка вимірювальної апаратури та вимірювання температури p - n -переходу. На етапі калібровки вимірюється енергія у максимумі спектру випромінювання при різних оточуючих температурах, зазвичай у діапазоні 20-120°C. Для цього світлодіод вміщується у термостат з терморегулятором. Для зниження вірогідності додаткового нагріву носії інжектуються в активну область світлодіода в імпульсному режимі зі скважністю $\gg 1$. Тому можна вважати, що температура всередині термостату та температура p - n -переходу будуть рівними. На етапі калібровки визначається залежність температури p - n -переходу від енергії максимуму у спектрі випромінювання у заданому діапазоні струмів. На рис. 5.2, а показані дані калібровки світлодіода УФ-діапазону (Xi et al., 2005).

На етапі вимірювань, наступним за етапом калібровки, визначається залежність енергії у максимумі спектру випромінювання від постійного струму. Після цього світлодіод знаходиться при кімнатній температурі, а потім за калібровочними даними для кожного значення струму визначається температура p - n -переходу. На рис. 5.2,б показані спектри випромінювання світлодіода УФ-діапазону світіння при різних значеннях інжекційного струму.

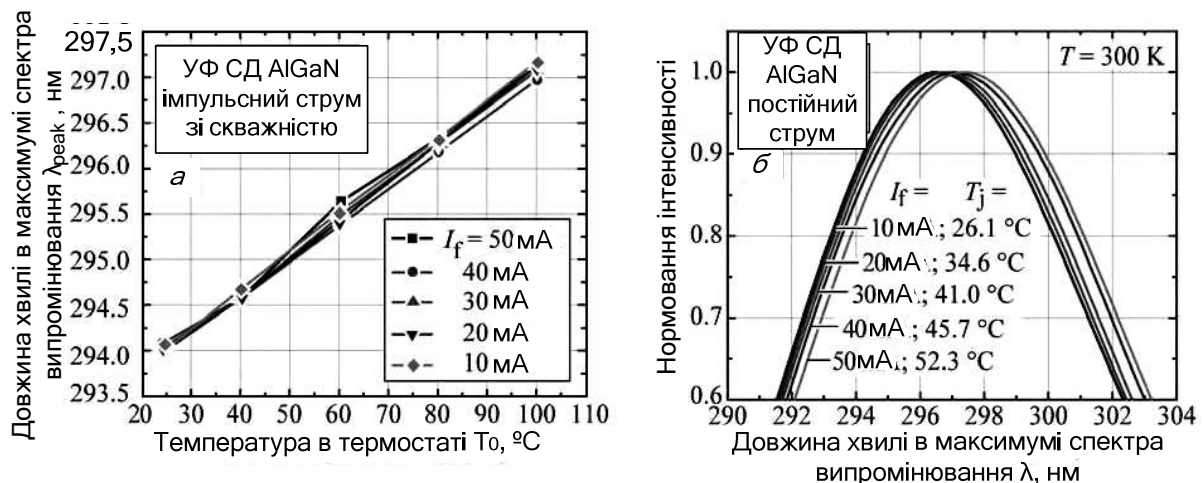


Рис. 5.2 - Залежність довжини хвилі в максимумі спектра випромінювання від температури у термостаті для світлодіода AlGaIn УФ діапазону світіння в імпульсному режимі зі скважністю 1000 (а). Спектри випромінювання та температури переходів при різних значеннях постійного струму (б). (Xi et al., 2005)

На рис. 5.3 показано, як за даними калібровки можна визначити температуру p - n -переходів (Xi et al., 2005).

Точність метода обмежена погрішністю визначення довжини хвилі у максимумі спектру випромінювання. За оцінками ця погрішність складає 5-10% від повної ширини спектральної лінії на половині висоти її максимального значення. Ефекти розширення спектрів випромінювання внаслідок температурної залежності і застосування багатокомпонентних твердих розчинів також обмежують точність даного методу.

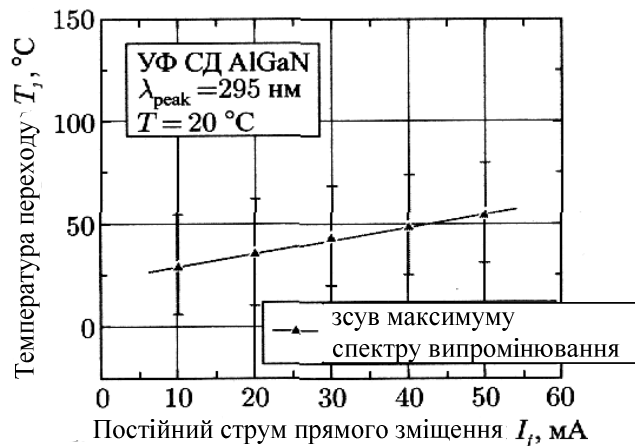


Рис. 5.3 - Визначення температури переходу за залежністю енергії у максимумі спектру випромінювання від постійного струму інжекції для УФ-світлодіода (300 мкм x 300 мкм), який випромінює на довжині хвилі 295 нм. Причина вказаної погрішності полягає у невизначеності значення енергії в максимумі спектру випромінювання (Xi et al., 2005)

Зміщення максимуму в спектрі випромінювання при зміні температури (dE_g/dT) пояснюється температурною залежністю ширини забороненої зони. Зміна ширини забороненої зони з температурою може бути знайдена за параметрами формули Варшні, які будуть описані у наступному підрозділі цього розділу.

Відмітимо, що у даному методі *ефект заповнення активної області* не здійснює практично ніякого впливу на результати вимірювань, якщо він був врахований на етапі калібровки. При заповненні активної області, яке відбувається при високих густинах струму, енергія максимуму у спектрі випромінювання зміщується у бік *більш високих енергій*. Та навпаки, енергія у максимумі зсувається у бік *більш низьких енергій* при звуженні забороненої зони. Але відрізнити зміщення максимуму у спектрі випромінювання внаслідок зміни температури р-п-переходу від його зміщення в результаті заповнення активної області майже неможливо, хоча при стандартних умовах проведення експериментів, як правило, переважає перший ефект.

5.3. Теоретичне обґрунтування залежності прямої напруги світлодіода від температури

Виведення теоретичної залежності прямої напруги світлодіода від температури, що приведене у цьому підрозділі, базується на матеріалах книги (Xi et al., 2004, 2005). Вольтамперна характеристика ідеального р-п-переходу визначається рівнянням Шоклі

$$J = J_s \cdot \left(\exp\left(\frac{eV_f}{n_{ideal}k_B T}\right) - 1 \right), \quad (5.3)$$

де J_s - густина струму насичення. Для невинроджених напівпровідників у режимі прямого зміщення при $V_f \gg k_B T / e$ справедливе наступне співвідношення:

$$\frac{dV_f}{dT} = \frac{d}{dT} \left[\frac{n_{ideal}k_B T}{e} \cdot \ln\left(\frac{J_f}{J_s}\right) \right]. \quad (5.4)$$

Густина струму насичення залежить від значень коефіцієнтів дифузії та часу життя електронів та дірок, ефективної густини станів на краях валентної зони та зони провідності, а також від ширини забороненої зони. Слід відзначити, що всі перелічені параметри залежать від температури р-п-

переходу. Температурна залежність ефективної густини станів визначається виразом: $N_{c,v} \propto T^{3/2}$. У випадках фононного розсіювання залежність рухомості носіїв від температури має вигляд $\mu \propto T^{-3/2}$. Із співвідношення Ейнштейна витікає, що коефіцієнти дифузії залежать від температури як $D \propto T^{-1/2}$. Час життя неосновних носіїв зі зростанням температури може зменшуватись (у випадку безвипромінювальної рекомбінації) або збільшуватись (у випадку випромінювальної рекомбінації). Внаслідок такої невизначеності вважатимемо, що час життя неосновних носіїв від температури не залежить. Підставивши ці температурні залежності у рівняння (5.4) і взявши від отриманого виразу похідну, знаходимо

$$\frac{dV_f}{dT} = \frac{eV_f - E_g}{eT} + \frac{1}{e} \cdot \frac{dE_g}{dT} - \frac{3k_B}{e}. \quad (5.5)$$

Це рівняння і визначає основну залежність прямої напруги світлодіода від температури. Три додатки у правій частині виразу (5.5) відображають температурні залежності концентрації власних носіїв, ширини забороненої зони та ефективної густини станів. Основна відмінність виразу (5.5) від використовуваного раніше (Millman, Halkias, 1972) полягає у тому, що у ньому врахована температурна залежність ширини забороненої зони.

Світлодіоди зазвичай працюють при прямих напругах, які близькі до напруги р-п-переходу ($V_f \approx E_g / e$). Тому для невідроджених напівпровідників можна записати вираз

$$eV_f - E_g \approx k_B T \cdot \ln\left(\frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2}\right) - k_B T \cdot \ln\left(\frac{N_c \cdot N_v}{n_i^2}\right) = k_B T \cdot \ln\left(\frac{N_D \cdot N_A}{N_c \cdot N_v}\right). \quad (5.6)$$

Другий член у правій частині рівняння (5.5) відображає зміну ширини забороненої зони. Зі зростанням температури ширина цієї зони у напівпровідниках зазвичай зменшується. Температурна залежність ширини забороненої зони напівпровідника може бути описана формулою, яку часто називають *формулою Варшні* (Varshni, 1967)

$$E_g = E_g|_{T=0K} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (5.7)$$

де α та β - емпірично підібрані коефіцієнти, що називаються *параметрами Варшні*. У табл. 5.1 наведені параметри Варшні для деяких напівпровідників (Ioffe, 2004).

На рис. 5.4 показана залежність E_g від температури, що побудована для різних напівпровідників. Оскільки зміна ширини забороненої зони є основним фактором, який визначає температурну зміну напруги на діоді, температурна залежність прямої напруги діода напряму зв'язана з температурною залежністю E_g .

Підставляючи рівняння (5.6) та (5.7) у вираз (5.5), отримуємо

$$\frac{dV_f}{dT} = \frac{k_B}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_D \cdot N_A}{N_c \cdot N_v}\right) - \frac{\alpha T \cdot (T + 2\beta)}{e \cdot (T + \beta)^2} - \frac{3k_B}{e}, \quad (5.8)$$

де перший доданок у правій частині (5.8) обумовлений температурною залежністю (\bar{n}_i), другий доданок - температурною залежністю густини станів. Це рівняння дуже корисне для визначення коефіцієнтів залежності прямої напруги світлодіода від температури.

Таблиця 5.1. - Параметри Варшні для деяких напівпровідників (Ioffe, 2004)

| Напівпровідник | E_g при 0 K, eB | $\alpha \cdot 10^{-4}$ eB/K | β , K | Межі застосування |
|----------------|-------------------|-----------------------------|-------------|-----------------------|
| AlN | 6,026 | 18,0 | 1462 | $T \leq 300\text{K}$ |
| GaN | 3,47 | 7,7 | 600 | $T \leq 600\text{K}$ |
| GaP | 2,34 | 6,2 | 460 | $T \leq 1200\text{K}$ |
| GaAs | 1,519 | 5,41 | 204 | $T \leq 1000\text{K}$ |
| GaSb | 0,813 | 3,78 | 94 | $T \leq 300\text{K}$ |
| InN | 1,994 | 2,45 | 624 | $T \leq 300\text{K}$ |
| InP | 1,425 | 4,50 | 327 | $T \leq 800\text{K}$ |
| InAs | 0,415 | 2,76 | 83 | $T \leq 300\text{K}$ |
| InAb | 0,24 | 6,0 | 500 | $T \leq 300\text{K}$ |
| Si | 1,170 | 4,73 | 636 | $T \leq 1000\text{K}$ |
| Ge | 0,744 | 4,77 | 235 | $T \leq 700\text{K}$ |

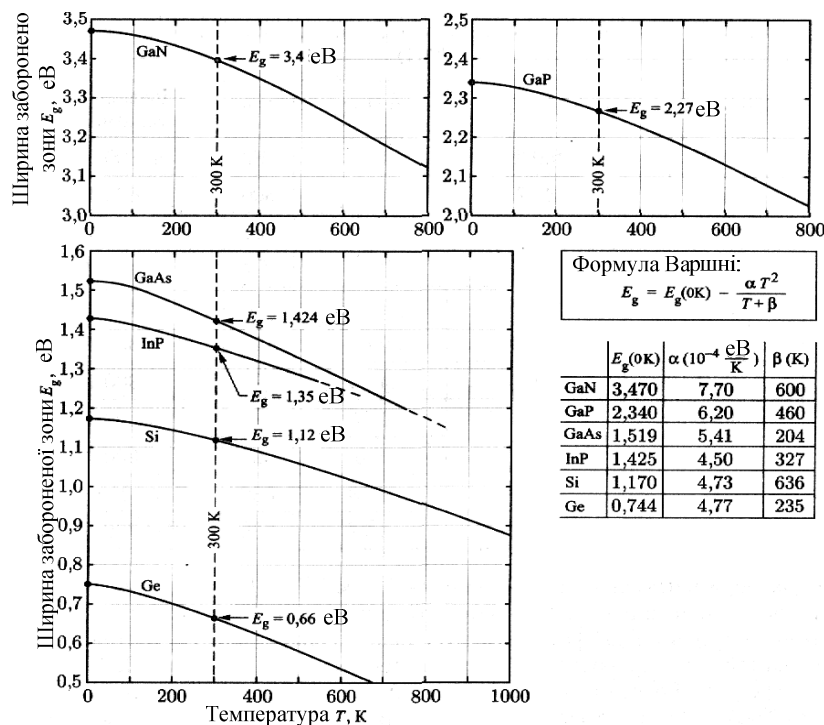


Рис. 5.4 - Температурна залежність ширини забороненої зони для напівпровідників GaAs, InP, Si, Ge. Наведені залежності є апроксимаціями експериментальних даних за формулою Варшні з емпіричними коефіцієнтами α та β (Ioffe, 2004)

Наведені у роботах (Xi et al., 2004, 2005) розрахункові значення для GaN світлодіодів ($dV_f/dT = -1,76$ мВ/К) добре узгоджуються з експериментальними даними (-2,3 мВ/К). Розходження між теоретичними та експериментальними результатами можна пояснити температурним коефіцієнтом питомого опору нейтральних областей, що зменшується зі зростанням температури (Xi et al., 2005).

На рис. 5.5 показано зсув вольтамперної характеристики світлодіода GaAsP/GaAs, що викликаний зміною температури (від кімнатної до 77 K).

Видно, що при охолодженні діода його порогова напруга, як і його послідовний опір, зростає. Очевидно, що при подачі на світлодіод постійної напруги, наприклад 1,9 В, при такому зниженні температури відбудеться суттєва зміна струму крізь діод.

Вправа. Визначення температурної залежності прямої напруги світлодіода. Експериментально визначені лінійні температурні коефіцієнти (dV_f/dT) для GaAs світлодіодів лежать в інтервалі 1,2-1,4 мВ/К. Потрібно визначити лінійний температурний коефіцієнт прямої напруги світлодіода GaAs при кім-натній температурі. Вважається, що при цій температурі $N_D = N_A = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Яким буде падіння напруги на світлодіоді при збільшенні температури від 20 °С до 40 °С. У розрахунках внутрішній нагрів світлодіода можна не враховувати.

Розв'язок. При кімнатній температурі для GaAs-світлодіода:

$$a = 5,41 \cdot 10^{-4} \text{ еВ/К}; \beta = 204 \text{ К. Тоді } \frac{dV_f}{dT} = -1,09 \text{ мВ/К. Звідки}$$

знаходимо, що при збільшенні температури на 20 °С напруга на діоді зменшиться на $\Delta V_f = 21,9 \text{ мВ}$.

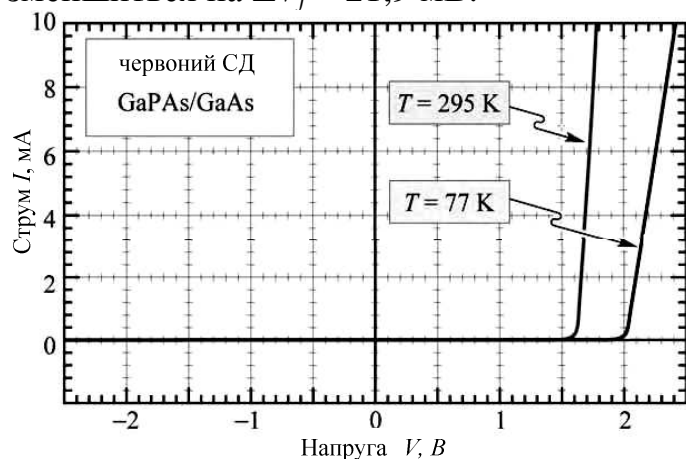


Рис. 5.5 - Вольтамперні характеристики світлодіода GaAsP/GaAs, що випромінює світло у червоній області видимого спектру, виміряні при 77 и 295 К. При 77 К порогова напруга дорівнює 2,0 В, а при 295 К — 1,6 В

5.4. Вимірювання температури переходу за прямою напругою

Ця процедура також складається з двох етапів: калібровочного вимірювання прямої напруги на діоді V_f в імпульсному режимі й вимірювання цієї напруги у режимі постійного струму. Рис. 5.6 ілюструє алгоритм даного методу. На етапі калібровочних вимірювань досліджуваний світлодіод вміщується у термостат з регулятором, тому температури діода та переходу завжди відомі. Температура у термостаті змінюється у заданому діапазоні значень, зазвичай 20-120°С.

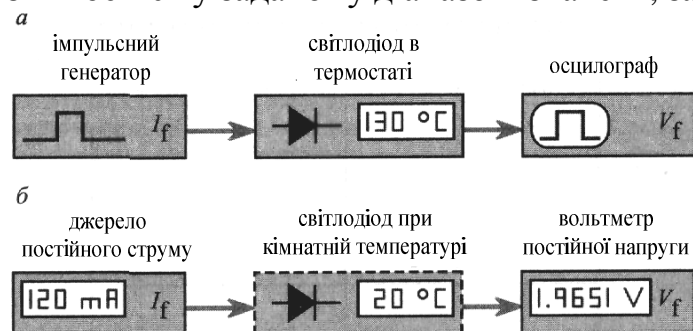


Рис. 5.6 - Етапи калібровки в імпульсному режимі, у ході якого визначається залежність прямої напруги на діоді V_f від температури р-п-переходу T_j (а) та вимірювань, у ході яких визначаються температури р-п-переходу для різних значень постійного струму (б)

У ході калібровочних вимірювань на діод подається імпульсний струм з високою скважністю (~ 1000), що необхідно для виключення внутрішнього розігріву світлодіода із-за інжекційного струму. Пряма напруга вимірюється у заданому температурному інтервалі для різних значень струму. Із калібровочних вимірювань визначається залежність між прямою напругою та температурою р-n-переходу у заданому інтервалі струмів I_f .

Етап вимірювань проводиться при кімнатній температурі у режимі постійного струму, що змінюється у заданому інтервалі значень. Пряма напруга вимірюється у моменти стабілізації температури. На основі отриманих та калібровочних даних знаходять значення температури р-n-переходу для різних значень струму. На рис. 5.7 наведені результати двох етапів вимірювань для УФ-світлодіода AlGaIn (Xi et al., 2005).

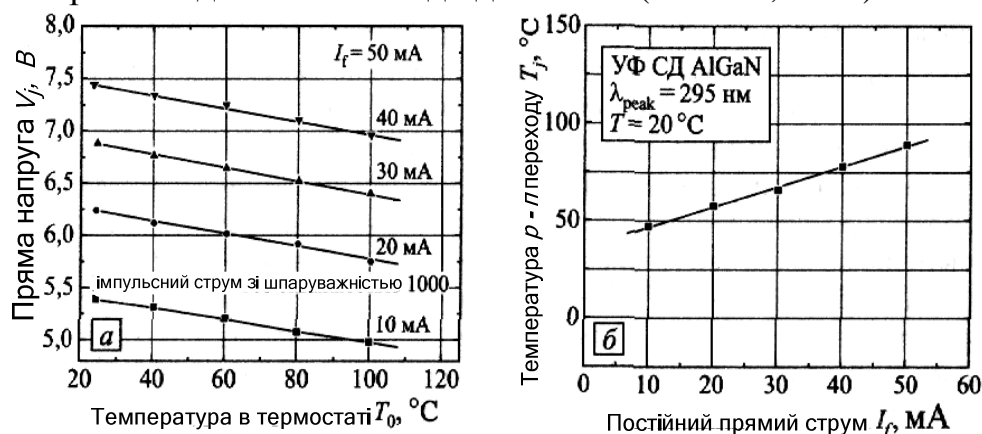


Рис. 5.7 - Залежність прямої напруги від температури у термостаті, що отримана для світлодіода УФ-діапазону AlGaIn в імпульсному режимі зі скважністю 1000 (а) та залежність температури р-n-переходу від постійного струму для того ж діоду (б) (Xi et al., 2005)

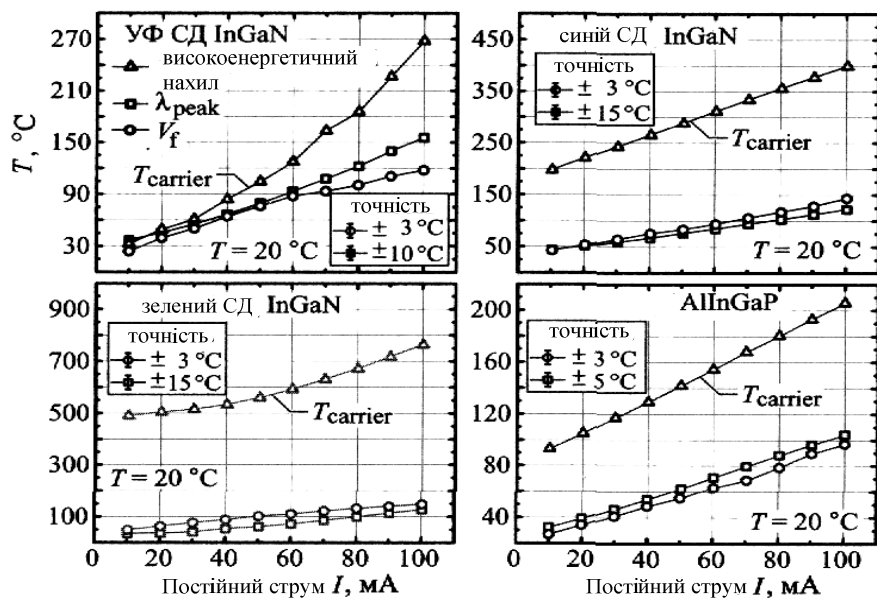


Рис.5.8 - Залежність температури р-n-переходу та температури носіїв у світлодіодах від постійного струму. Виміряні температури носіїв дещо завищені відносно реальних значень, що пов'язано з розширенням спектрів багатокомпонентних твердих розчинів внаслідок флуктуації складу

На рис. 5.8 показані температури р-n-переходів для декількох типів світлодіодів: червоного світіння AlInGaP ($\lambda = 625$ nm), зеленого світіння InGaIn ($\lambda = 525$ nm), голубого світіння InGaIn ($\lambda = 460$ nm) та УФ-світіння InGaIn ($\lambda = 370$ nm). Всі світлодіоди мають металеві корпуси 5 мм (Chhajer et al., 2005). Погрішність методу визначення температури р-n-переходу за прямою напругою складає декілька градусів. Цей метод точніше, ніж вимірювання темпера-

тури р-п-переходу за довжиною хвилі максимуму у спектрі випромінювання, оскільки останньому методу властива деяка невизначеність при визначенні довжини хвилі у максимумі, положення якого важко знайти коректно для розширених спектральних ліній. На рис. 5.8 також приведені температури носіїв, отримані за нахилами спектральних характеристик у області високих енергій. На точність визначення температур носіїв також впливає розширення спектрів багатокомпонентних твердих розчинів, яке дещо зменшує нахил характеристик та призводить до завищення отримуваних значень температури.

5.5. Схеми живлення та керування світлодіодами

При розробці схем живлення і керування світлодіодами, що працюють у стаціонарних умовах, потрібно враховувати такі фактори, як складність та вартість схеми керування, її к. к. д, а також можливість компенсації температурної залежності інтенсивності випромінювання світлодіодів.

Самою простою схемою керування світлодіодами є *джерело постійної напруги*: батарея або трансформатор з випрямлячем на виході. Всі схеми живлення світлодіодів постійною напругою мають два недоліки. *По-перше*, залежність струму, що протікає крізь діод, від напруги носить експоненціальний характер. Тому незначні зміни керуючої напруги призводять до серйозних змін струму. *По-друге*, порогова напруга діода залежить від температури. Тому будь-які зміни температури викликають сильні зміни струму.

На рис. 5.9 показані вольтамперні характеристики світлодіодів, що працюють від джерела постійної напруги. Видно, що послідовне включення діода з резистором знижує температурну чутливість струму, який протікає крізь діод. При такому способі включення світлодіоду температурний коефіцієнт протікаючого крізь нього струму, визначається величиною послідовного опору та температурними характеристиками самого діода.

Інтенсивність випромінювання світлодіодів внаслідок безвипромінювальної рекомбінації зі зростанням температури знижується. При збільшенні температури знижується й величина порогової напруги. Для зменшення температурної залежності інтенсивності випромінювання світлодіодів застосовують джерело постійної напруги з послідовно включеними резисторами. Як видно з рис. 5.9, у таких схемах при збільшенні температури струм, що протікає крізь діод, зростає, тобто відбувається компенсація зниження інтенсивності випромінювання, яка викликана зростанням температури. Але тут слід відмітити, що при використанні послідовного опору зменшується ефективність перетворення електричної енергії у світлову, оскільки частина електричної потужності втрачається на резисторі.

Температурна залежність інтенсивності випромінювання світлодіодів особливо виявляється у тих випадках, коли світлодіоди експлуатуються не в приміщеннях. Наприклад, у спекотні літні дні температура та освітлення досить високі, а в умовах підвищеної зовнішньої освітленості світлодіоди повинні світитись яскравіше. Але інтенсивність випромінювання світлодіодів зі зростанням температури, навпаки, знижується. Для компенсації зниження

інтенсивності випромінювання, а також для її деякого збільшення при підвищенні температури необхідно збільшувати керуючий струм.

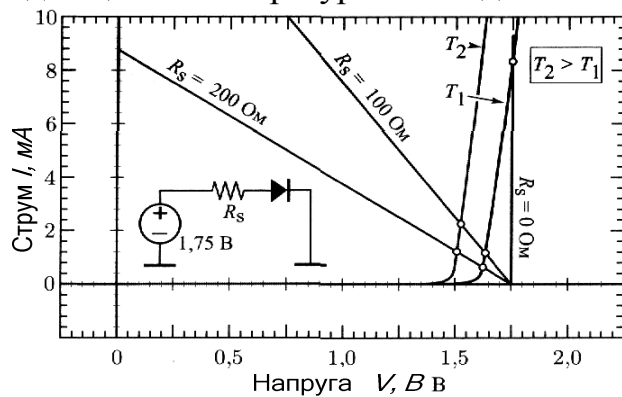


Рис. 5.9 - Схема живлення світлодіодів з послідовним опором R_s . Робочими вважаються точки перетинання навантажувальних ліній з вольтамперними характеристиками. Наявність у схемі невеликих опорів R_s приводить до зростання струму крізь діод при підвищенні температури, що дозволяє компенсувати зниження інтенсивності випромінювання

Схема керування світлодіодом за постійним струмом може складатись із транзисторного каскаду, навантаженням для якого є сам діод. Така схема дозволяє регулювати інтенсивність випромінювання світлодіода, не змінюючи його порогової напруги та температури. Але у схемі не відбувається компенсації зниження інтенсивності випромінювання світлодіода зі зростанням температури.

Вправа. Компенсація температурної залежності інтенсивності випромінювання світлодіодів за допомогою керуючої схеми

Розглянемо світлодіод, у якого характеристична температура $T_1 = 100$ К, порогова напруга при температурі 20°C дорівнює $1,4$ В, температурний коефіцієнт порогової напруги складає $-2,1$ мВ/К, а диференційний опір, що визначений на лінійній ділянці вольтамперної характеристики при прямих напругах які перевищують порогову напругу, дорівнює 5 Ом. Будемо вважати, що температурна залежність інтенсивності випромінювання світлодіода

задається виразом

$$I = I_{300\text{K}} \cdot \exp\left(-\frac{T - 300\text{K}}{T_1}\right)$$

Потрібно розробити схему керування, що складається з джерела постійної напруги та резистора, яка компенсує температурну чутливість інтенсивності випромінювання світлодіода так, щоб інтенсивність випромінювання була однаковою як у точці замерзання води (0°C), так і при 60°C . При температурі замерзання води струм через діод повинен бути 20 мА.

Розв'язок. Для підтримання незалежності інтенсивності випромінювання від температури струм крізь діод при температурі 60°C повинен бути $36,4$ мА. На графіках вольтамперних характеристик світлодіода знайдемо відповідні значення температури 0°C та 60°C , проведемо навантажувальну лінію через точки 0°C , 20 мА та 60°C , $36,4$ мА та визначимо наступні параметри схеми керування: джерело постійної напруги повинно видавати напругу $V = 1,6$ В, а послідовний опір повинен бути $2,7$ Ом.